STAGE

LASERS INTENSES

Du 15 au 19 mai 2006

FASCICULES DE TRAVAUX PRATIQUES

STAGE

LASERS INTENSES

Du 15 au 19 mai 2006

TRAVAUX PRATIQUES

He-Ne : alignement, mesures spatiales, modes transverses, spectre

Claude AGUERGARRAY
Doctorant
UNIVERSITE BORDEAUX 1 - CELIA

TP _ Etude d'un laser à gaz : HeNe

Introduction

Le faisceau lumineux, fortement collimaté, rouge (λ= 6328 Å) du laser à gaz hélium-néon (HeNe) est très utilisé dans les laboratoires scientifiques, en milieu industriel, et même à la caisse dans la plupart des supermarchés. Ces lasers HeNe sont fabriqués en grande quantité à bas pris et ils peuvent fournir des milliers d'heures de service. Quoique les diodes lasers à semi-conducteurs puissent maintenant fournir des faisceaux lumineux rouges à des intensités comparables à ceux obtenues avec les lasers de HeNe, on prévoit que le laser de HeNe restera un composant courant de l'instrumentation scientifique et technique de l'avenir.

Dans cette expérience vous assemblez un laser HeNe de 3mW. Dans une phase préliminaire le gain du milieu amplificateur est mesuré. Ensuite, l'alignement de la cavité de laser HeNe en utilisant deux configurations différentes de miroir de fin cavité est réalisé. Enfin, vous visualiserez la structure transversale du faisceau de sortie de laser, et déterminerez la polarisation de la lumière produite par le laser de HeNe.

Le but principal de cette expérience est d'apprécier le rôle donner par chaque élément constituant le laser de HeNe et de maîtriser la propagation et la manipulation de faisceaux gaussiens.

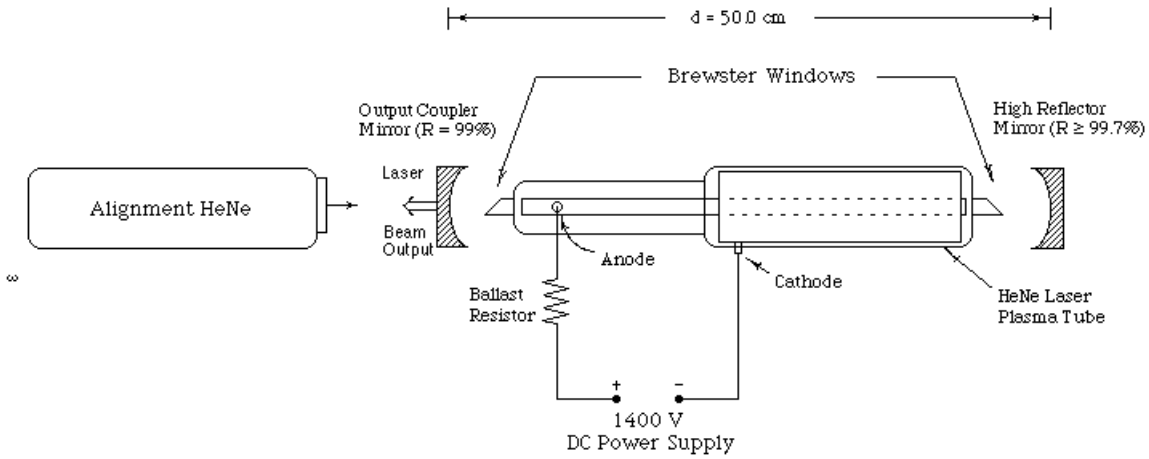
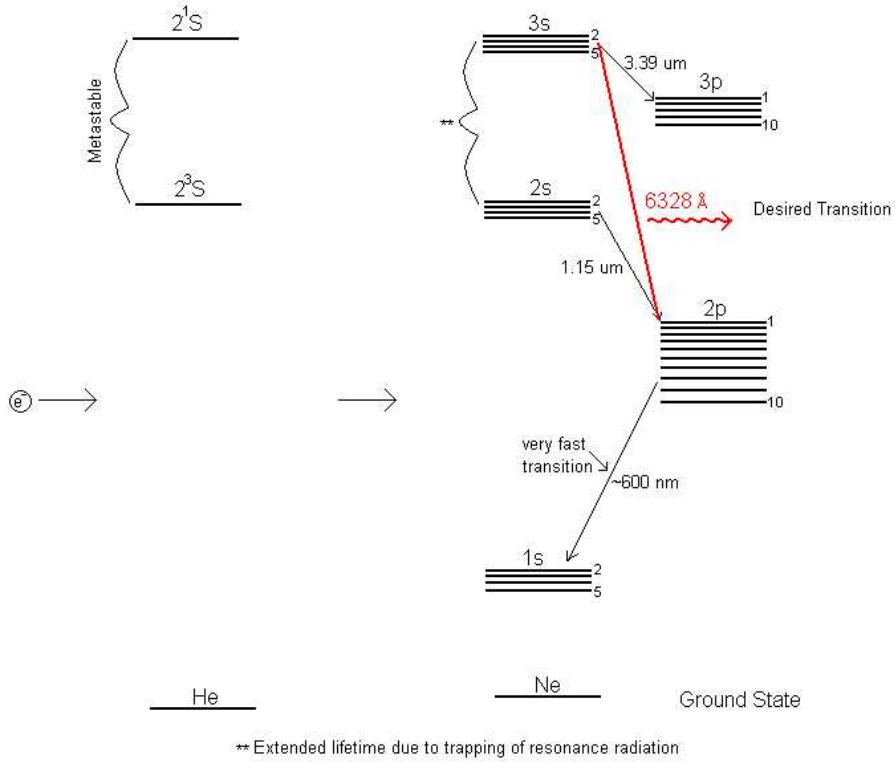


Fig. 1 Schémas de principe de l'expérience

Principe de fonctionnement

Le milieu amplificateur du laser est constitué d'un tube en quartz rempli d'un mélange de gaz Hélium et Néon dans un rapport 7 pour 1 environ à une pression de quelque torr. Ce mélange est excité par une décharge électrique douce continue (10 mA/1500Volts



environ. Un système de ballast permet de limiter le courant circulant dans le tube). Les conditions sont telles que ce milieu est (faiblement) amplificateur pour certaines radiations appartenant au spectre d'émission du gaz Néon, particulièrement à la longueur d'onde λ=632,8 nm. Schématiquement, les électrons accélérés dans le tube interagissent principalement avec les atomes d'hélium et peuplent son niveau métastable 2_1s (fig.2). (En fait, d'autres états du néon et de l'hélium sont impliqués dans ces collisions qui donnent par émission de fluorescence la couleur rosée du tube) Un certain nombre d'atomes d'hélium excités rentrent en collision avec les atomes de néon. Un transfert d'énergie par effet de résonance lors de la collision porte alors les atomes de néon dans leur état 3s. Cet état permet l'émission recherchée à 632,8 nm. L'inversion de population dans ce système est possible car deux conditions sont réalisées. Tout d'abord, la durée de vie de l'état 2p est beaucoup plus petite que l'état 3s donc les atomes de néon passent plus de temps dans l'état excité ce qui assure l'inversion de population. Par ailleurs, la grande durée de vie de l'état 2_1s de l'hélium assure un transfert d'énergie efficace avec le néon.

Mesure du gain du milieu amplificateur

Réaliser l'injection du laser auxiliaire dans le tube amplificateur suivant le montage de la figure suivante. A l'aide des deux miroirs, diriger le faisceau au mieux possible le long de l'axe du tube. La qualité de l'alignement apparaît après réflexion sur M1 : après un aller et retour dans le tube, clairement visible après réflexion sur la lame semi-transparente LS. Une tache brillante bien centrée sur un cercle correspondant à la partie diffusée sur les parois du tube est le signe d'un bon alignement.

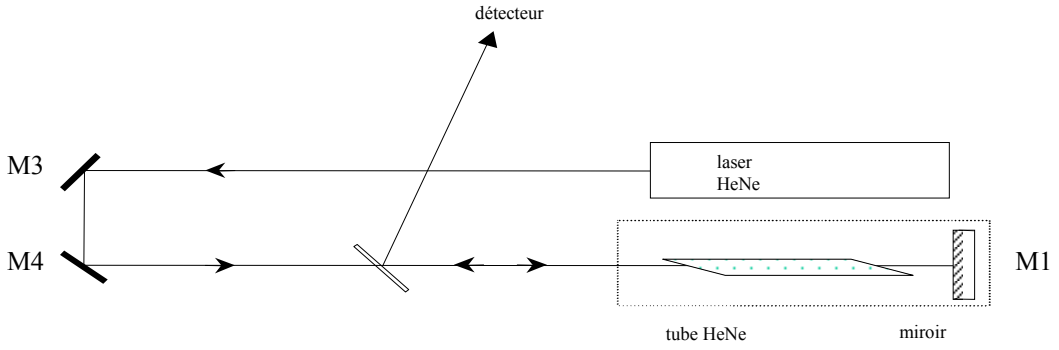


Fig. 3 : Schéma pour la mesure du gain avec le laser auxiliaire

Disposer le capteur photoélectrique sur ce faisceau réfléchi et mesurer l'intensité du laser auxiliaire avec et sans l'excitation du tube laser. En déduire le gain g_0 de ce système. On prendra en compte la lumière non laser provenant de la décharge dans le tube. Evaluer le gain en dB/mètre.

Conclusions.

Domaine de stabilité

Rappelons tout d'abord, la stabilité d'une cavité optique formée de 2 miroirs sphériques (R1, R2) placés à une distance d l'un de l'autre. La région grisée du diagramme représente les zones stables de fonctionnement du résonateur. On rappelle que ce diagramme est issu d'une analyse par l'optique géométrique traduisant un grandissement constant après n allers retours dans le résonateur et assurant un confinement possible de l'énergie dans la cavité. Les cavités particulières sont indiquées :

- Cavité concentrique R1=R2=d/2;
- Cavité planaire R1=R2=∞
- Cavité confocale R1=R2=d

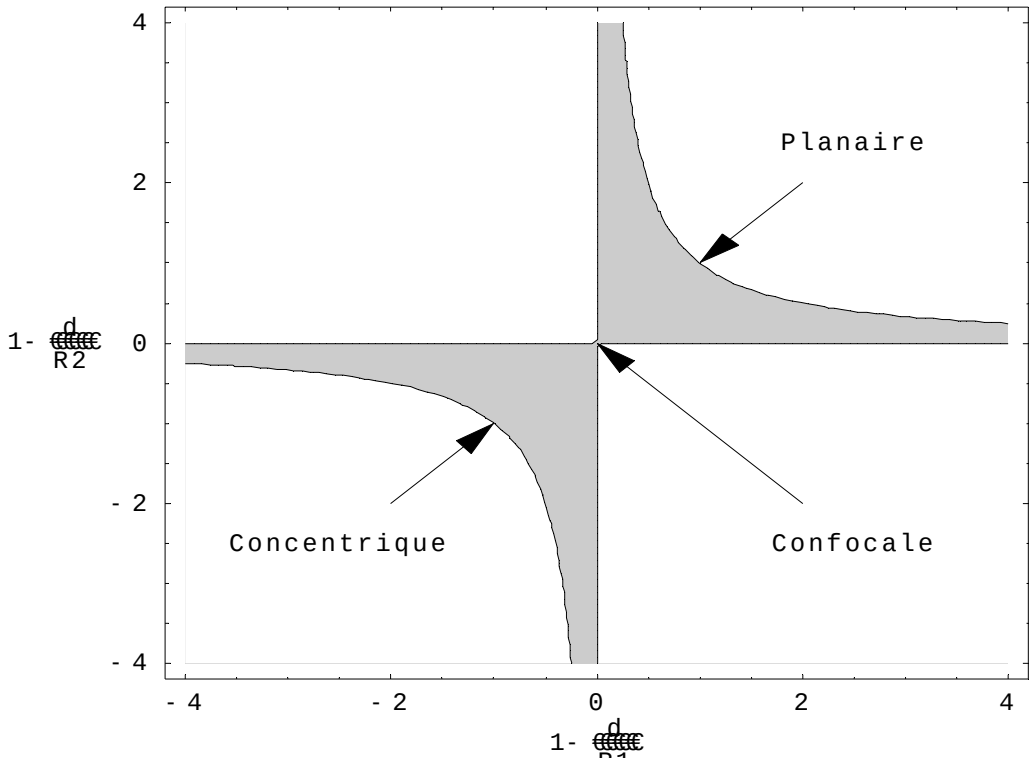


Fig.4 Domaine de stabilité pour une cavité à 2 miroirs. L'inégalité $0 < (1-d/R_1)(1-d/R_2) < 1$ qui représente le domaine de stabilité est tracée en grisé

Mise en oscillation

On dispose de deux miroirs M2 de rayon de courbure différents ($Rcc = 60\,cm$ et $Rcc = \infty$ et de même réflectivité R2=0.98). En fonction de la zone de stabilité pour le miroir choisi, fixer un des miroirs sur le trajet du faisceau d'alignement et prérégler son orientation en auto-collimation pour avoir une cavité de longueur d stable. A partir de cette position, faire varier délicatement l'orientation de ce miroir de façon à « accrocher » l'oscillation laser. Eteindre alors le laser auxiliaire.

- Observer et décrire les différents modes transverses de fonctionnement de ce Laser à l'aide d'une lentille courte focale (de l'ordre de 20 mm) pour étaler la tache du faisceau laser. Régler la cavité pour un fonctionnement monomode transverse TEM_{00} (mode gaussien).
- Insérer un polariseur sur le trajet du faisceau. Repérer l'état de polarisation. Commenter.
- Mesurer la puissance de chacun des modes.

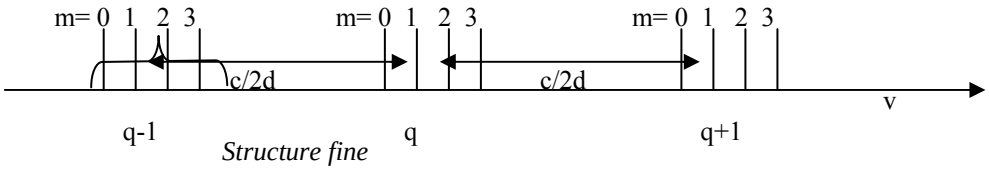
Modes longitudinaux et transverses d'une cavité

Modes de résonance

Les modes de résonance de la cavité décrivent les états stationnaires du champ à l'intérieur de la cavité. Ils sont obtenus lorsque le champ électrique se retrouve identique à lui même après un aller-retour dans la cavité, c'est-à-dire lorsque la phase du champ électrique est stationnaire dans la cavité. Il faut pour cela que la phase varie d'un nombre entier de fois 2π après un aller- retour. Dans ces conditions le champ électrique interfère de façon constructive à chaque passage. Cette condition s'écrit d'une façon plus formelle pour un champ électrique décomposé sur une base de faisceaux gaussiens TEMmn comme suit : (1)

$$\nu_{qmn} = \frac{c}{2d}(q+1) + \frac{1}{\pi}(m+n+1)\arccos\left(\pm\sqrt{\left(1-\frac{d}{R1}\right)\left(1-\frac{d}{R2}\right)}\right)$$

Cette relation montre que seule les fréquences vqmn sont susceptibles de donner lieu à l'établissement d'ondes constructives dans la cavité choisie. La figure ci dessous illustre la répartition quantifiée des fréquences dans une cavité.

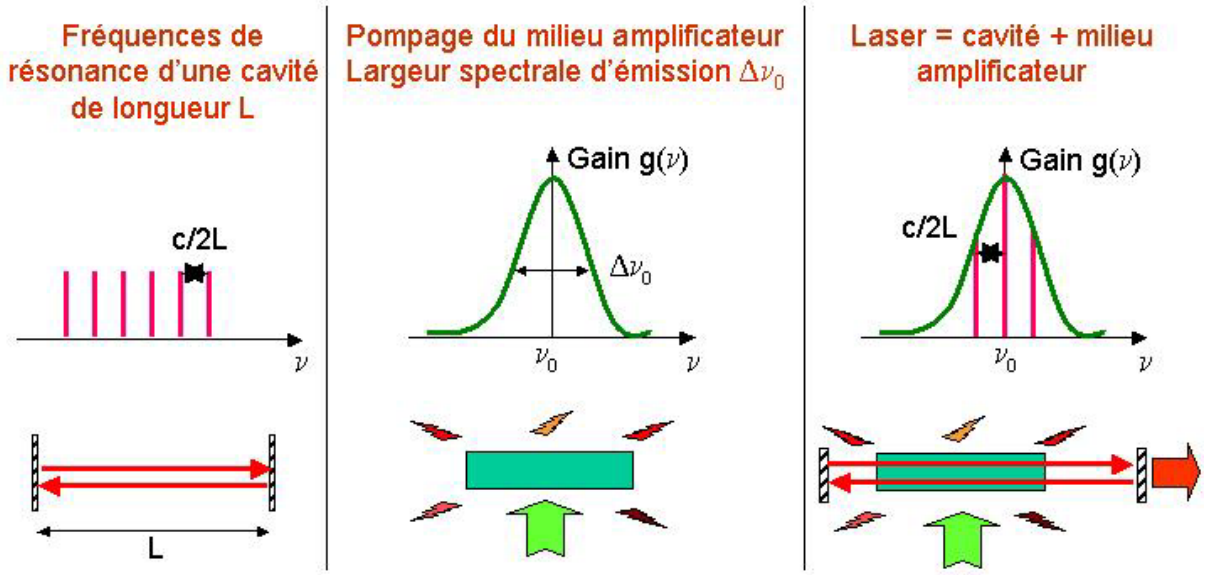


L'ensemble infini de ces structures transversales gaussiennes séparées en fréquence par c/2d définit l'ensemble des modes longitudinaux d'une cavité. On remarque que chacun de ces modes possèdent une structure fine qui dépend des nombres entiers m, n, c'est à dire de la structure transverse du champ électromagnétique. En général, les oscillateurs lasers fonctionnent sur le mode transverse fondamental TEM00 et ils ne possèdent pas de structure fine liée aux variables transverses. Les cavités confocales (d=R1=R2) sont particulières car elles possèdent des fréquences de résonance indépendantes de la structure transverse (cf. équation ci-dessus).

L'annexe 1 présente la géométrie transverse de quelques modes TEM mn de type Hermite Gauss qui représentent des modes de symétrie axiale, tandis que Laguerre Gauss possède une symétrie cylindrique.

Emission Laser

La figure suivante illustre le fonctionnement d'un laser.

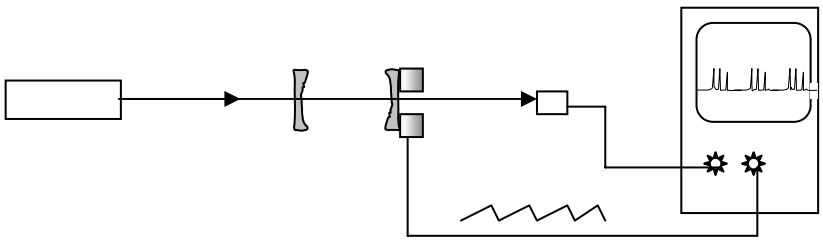


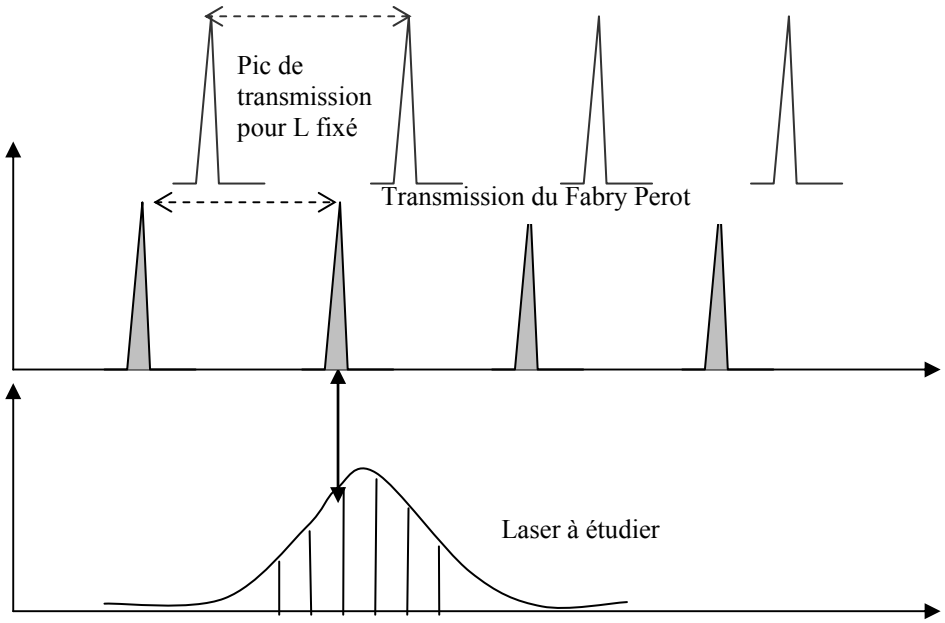
Le schéma du milieu illustre la bande de gain du milieu amplificateur. Les pertes sont également indiquées. De ce fait, l'émission laser ne peut avoir lieu que si le gain est supérieur aux pertes dans notre cavité et cela correspond à une largeur de la bande de gain de $\Delta\nu_0$. Le dernier schéma présente les modes longitudinaux qui oscillent réellement dans ce laser.

Manipulation

Modes longitudinaux

Pour analyser les modes longitudinaux ou les fréquences discrètes qui sont émis par un laser Hélium Néon à gaz ionisé on utilise une cavité Fabry-Pérot confocale (R1=R2=L) d'intervalle spectral libre c/4L égal à 8 GHz. La longueur de ce Fabry-Pérot est ajustable par un piezoélectrique.





La courbe de transmission de ce Fabry-Pérot en fonction de la fréquence a l'allure indiqué ci-dessus pour une longueur L fixée (courbe foncée) Si l'on envoie le faisceau laser dans le Fabry-Pérot, la transmission a lieu si la fréquence d'un mode longitudinal du laser est en coïncidence avec un mode de résonance du FP. Afin d'explorer tous les modes du laser nous varions la longueur de la cavité FP. En effet, en variant la longueur du FP de ΔL, les différents pics de transmission se déplacent en fréquence comme indiqué sur la figure. Nous envoyons pour cela des rampes de tension triangulaire périodique sur la cale piézoélectrique du FP correspondant à un déplacement des pics de transmission > 8 GHz.

Nous observons alors sur l'oscilloscope les modes du laser qui reviennent périodiquement tous les 6 GHz pour ce Fabry-Pérot. L'axe des temps de l'oscilloscope représente donc l'axe des fréquences.

1) Etalonner la base de temps de l'oscilloscope en Mhz (du FP) /division (oscillo). Pour cela utiliser le laser auxiliaire d'alignement e

2) Repérer l'intervalle spectral libre. Mesurer la distance entre modes du laser en Mhz et déduire la longueur de la cavité laser. Mesurer la largeur de la bande de gain. *Pour aller plus loin : Placer un polariseur devant le laser auxiliaire et commenter la polarisation des modes longitudinaux..*

3) Avec le laser expérimental pour plusieurs longueur du laser (32cm <L< 55 cm) mesurer la distance entre modes du laser en Mhz et vérifier que la distance entre mode vérifie bien la loi en c/2L. Commenter la stabilité fréquentielle du laser et comparer au laser auxiliaire. Conclusion ?

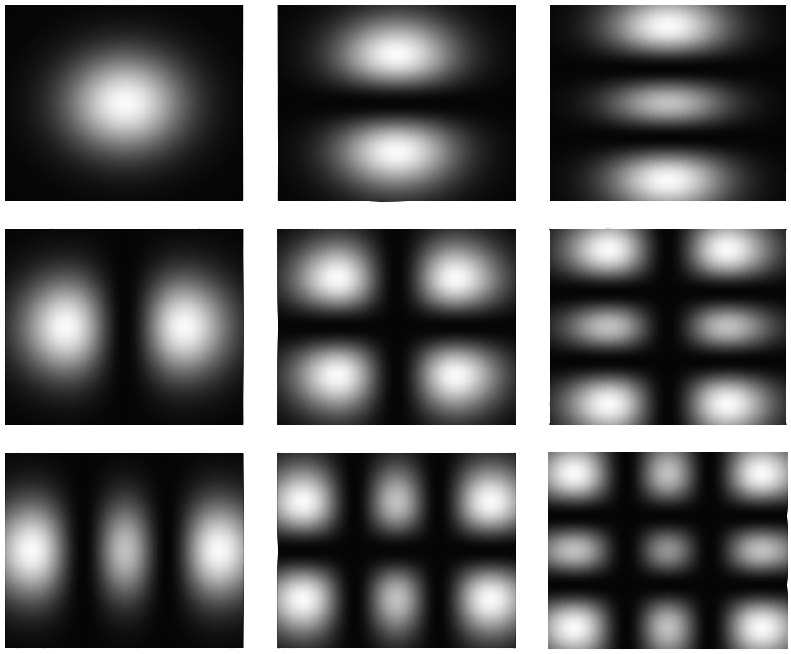
Mode Transverses

4) Régler le laser en fonctionnement multi-mode transverses par exemple un modeTEM31. Que se passe-t-il au niveau des fréquences des modes longitudinaux. Etudier la structure fine de ces modes par rapport à l'équation (1).

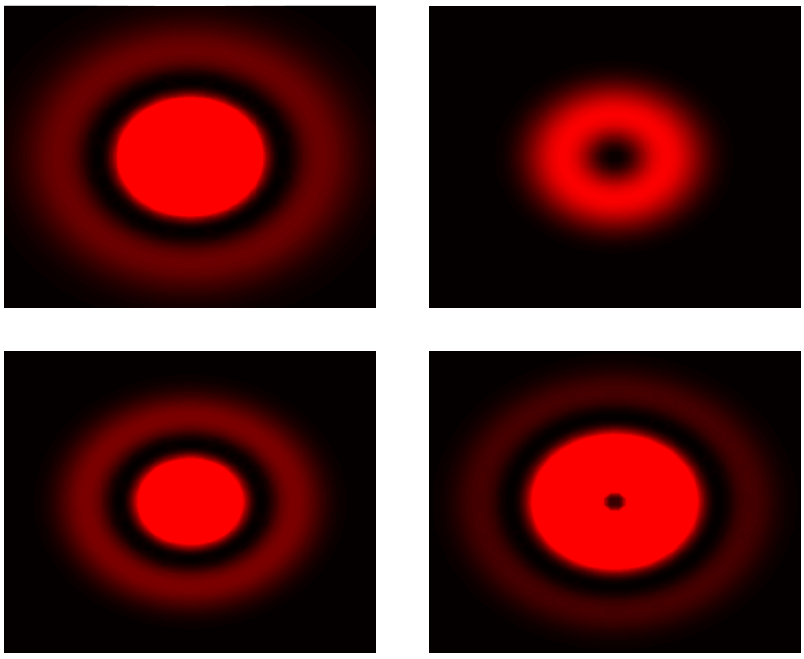
En démonstration

Le faisceau laser injecté dans le FP à un seul mode transverse TEM_{00} et dans le cas général il n'est pas adapté ou aligné à un mode propre de la cavité FP. Ainsi si l'on observe sur un écran la structure spatiale du faisceaux sortant du FP pour des longueurs L fixées différentes de la position confocale on obtiendra un échantillon des modes transverses (annexe 1).

Annexe 1



Modes de Gauss-Hermite



Modes de Gauss-Laguerre

STAGE

LASERS INTENSES

Du 15 au 19 mai 2006

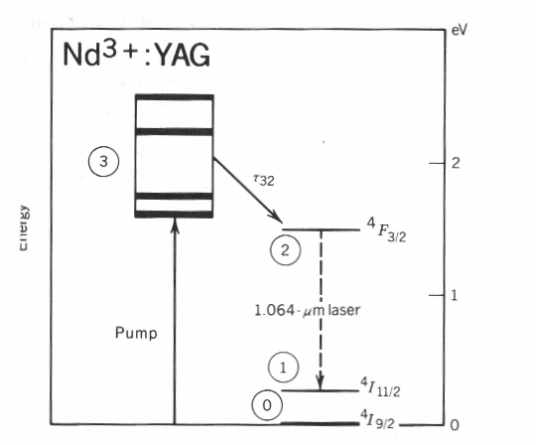
TP

Laser Nd: YAG
Gain et effets thermiques

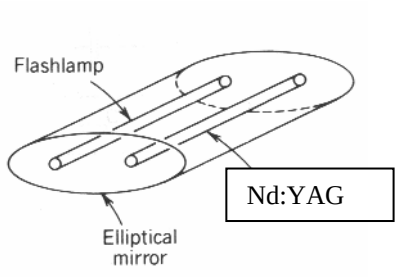
Laurent SARGER
CPMOH

LASERS Nd :YAG

La matrice de YAG, pour Yttrium aluminium Garnet de composition chimique $Y_3Al_5O_{12}$ (rubis d'Yttrium et d'aluminium) est un substrat excellent pour le chromophore Néodyme qui se substitue en tant que dopant aux atomes d'Yttrium. Cet ion est susceptible de présenter un gain en émission stimulé pour quelques longueurs d'onde dans le proche infrarouge. Le schéma des niveaux pertinents est présenté en figure A.
En effet, ces propriétés thermiques et mécaniques en font un bon matériau laser assez facile a produire avec une bonne qualité optique. La raie d'émission à 1µ064 est la plus connue et la plus utilisée.



A



B

L'excitation de ce milieu amplificateur solide s'effectue avec une source de lumière soit avec un spectre large (lampe à arc ou flash dans un montage semblable à la figure B), ou de façon plus adaptée, avec une diode laser à 0µ85 qui excite directement l'état $^4F_{3/2}$ susceptible de laser.

Nous proposons ici d'étudier différents type de laser Nd :YAG

*Laser continu excité par lampe arc.

*Laser pulsé excité par flash basse cadence (1-5 hertz).

Le travail expérimental proposé ici concerne les régime de gain pulsé et continus.

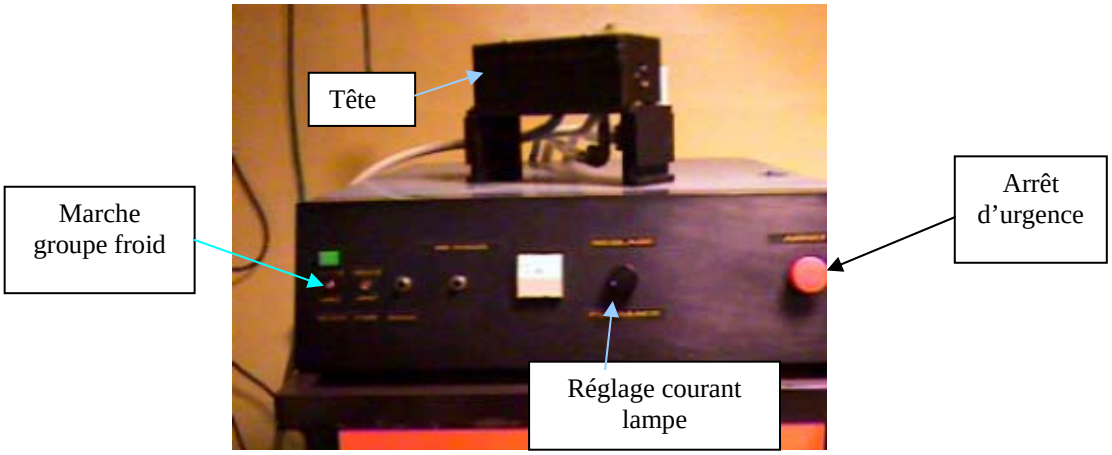
ATTENTION.

Les lasers que nous allons étudier ici sont des lasers de classe 4 et a ce titre leur rayonnement met l'utilisateur en danger, non seulement sur le plan du risque oculaire mais aussi sur celui du risque cutané (voir annexe SECURITE). Au cours des manipulations avec ces systèmes, en plus d'un soin particulier, il est instamment demandé de porter les lunettes écran laser adaptées au rayonnement. (Densité optique Do>7 pour 1.06µ et éventuellement 0.532 µ)

LASER Nd :YAG CONTINU

A- Etude du milieu amplificateur

Le système se compose conformément au schéma suivant et à la photographie d'un barreau cylindrique de cristal de YAG dopé avec du Néodyme (3%) et d'une lampe arc électrique. Le barreau amplificateur de 3 mm de diamètre et dont les faces sont traité antireflet et légèrement inclinée par rapport à l'axe pour éviter les réflexions parasites est placé sur un des axe d'une cavité réflectrice dorée à l'or de forme quasi ellipsoïdale, la lampe occupant l'autre axe. De cette façon, on s'assure un bon couplage entre le rayonnement émis par la lampe et le milieu amplificateur.
Le rendement de conversion lumière/gain laser étant relativement faible, une forte partie de l'énergie dissipée doit être évacuée et l'ensemble est baigné dans un écoulement d'eau désionisé et refroidi par un groupe froid placé dans l'armoire d'alimentation. Le système laser étant ici relativement puissant, la puissance de la lampe à arc est de l'ordre du kilowatt, et correspond à des courants de plusieurs dizaines d'ampères, ce qui explique la dimension de l'armoire de commande et des précautions qu'il faut prendre avant toute manipulations. La photographie suivante montre le panneau de contrôle et la tête laser.



Manipulation préliminaire :

Pour toute la suite des expériences, on peut tirer grand profit d'un rayon laser visible issu d'un laser HeNe par exemple, qui traverse sur l'axe le milieu amplificateur. Il servira pour aligner les faisceaux auxiliaires de mesures infrarouge ainsi que les miroirs permettant de faire osciller le laser.

Mesure du gain.

On dispose d'une source laser à 1µ06 continue de très faible puissance sous la forme d'une torche Nd:YAG pompée par une diode laser. Le faisceau, de bonne qualité optique (P_{max}>10 mW) peut être injecté dans le milieu amplificateur et le gain peut être calculé a partir de deux mesures (mesures avec et sans excitation) en fonction de l'intensité du courant dans la lampe à arc.

Le milieu amplificateur solide étant soumis ici a une très forte charge lumineuse, il absorbe de l'énergie en volume et chauffe. Comme il est refroidi sur sa périphérie, il s'établit un gradient thermique de symétrie cylindrique qui induit une variation radiale des propriétés optiques (l'indice linéaire par exemple). Ceci a deux conséquences sur le faisceau qui le traverse.

Si le faisceau est selon l'axe avec une étendue finie, il subit une focalisation d'autant plus forte que la puissance dissipée est grande. Le milieu est équivalent à une lentille, que l'on peut considérer comme mince, de focale F'_{th} .

Si le faisceau arrive hors axe, il se superpose une déviation du rayon moyen (effet mirage) qui modifie la propagation.

Ces deux effet compliquent la mesure du gain et l'on peut utiliser un mesureur de puissance large en s'assurant que la totalité du faisceau rentre bien dans le détecteur ou bien utiliser une caméra CCD et mesurer in situ l'intensité du faisceau sonde.
Utilisez la première méthode proposée en réalisant le montage suivant :

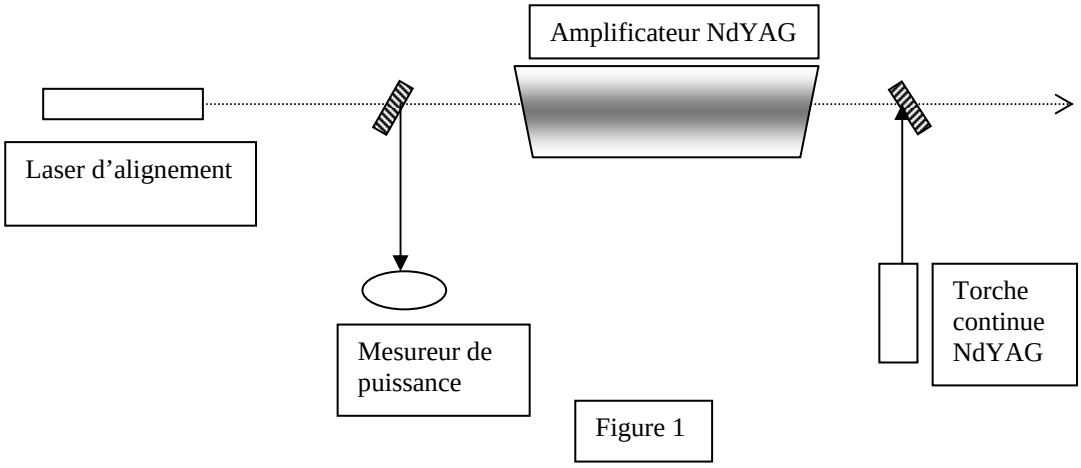


Figure 1

Mesure du gain

A l'aide d'un mesureur de puissance, mesurer l'intensité de la sonde à 1,06µ , arc allumé et eteint. Bien faire attention à la modification de la propagation du faisceau (Voir TP 'thermique')

LASER Nd :YAG PULSE

A- Etude du milieu amplificateur

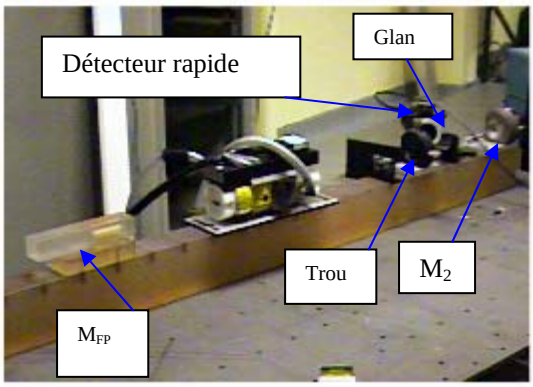
Le milieu amplificateur ici peut être excité à l'aide d'une lampe flash dont la cadence peut varier entre quelque hertz et le coup unique. La tête amplificatrice est similaire à celle décrite dans le cas du laser Nd :YAG continu (cavité réflectrice dorée de forme quasi elliptique). La dynamique du gain dure environ quelques millisecondes et, tant que la cadence reste faible, on peut supposer que le milieu amplificateur a complètement relaxé entre chaque excitation. A cette fin un système de refroidissement semblable à celui utilisé dans le laser continu minimise les effets thermiques qui pourrait s'accumuler et modifier le fonctionnement en cadence du laser.
Il est aussi possible de faire varier la puissance électrique dans la lampe flash, en faisant varier la (haute) tension de décharge. Toutefois, on n'étudie pas ici la variation de gain en fonction de l'excitation car d'autres phénomènes lasers compliquent cette approche en mode pulsé et l'on préfère en général utiliser ces oscillateurs à puissance laser (donc puissance de pompe) constante. Les modes temporel seront ici particulièrement étudiés.

L'énergie des impulsions laser sont ici aussi TRES importantes et le suivi des règles de sécurités est impératif.
PORT DE LUNETTES ANTI LASER OBLIGATOIRE

Au cours de ce travail expérimental, on réalisera :

- l'alignement de la cavité laser comprenant le barreau laser, un miroir reflexion totale de fond de cavité M_2 et un miroir de sortie M_{FP} consistant en un étalon de Fabry-Perot. Celui ci permet un affinement spectral de l'émission laser à 1µ06. L'émission laser s'effectue alors en mode relaxé.
- La mise en monomode spatial par insertion d'un trou de filtrage.
- Le fonctionnement déclenché passif après insertion d'un absorbant saturable dans la cavité.

Le dispositif expérimental présenté sur les deux photos suivantes : tête laser (A) et alimentation (B)On remarque dans la cavité Laser un prisme de Glan, ensemble biréfringent qui assure des pertes importantes pour la polarisation horizontal. Dans ces conditions, le laser est bien polarisé verticalement et les sorties parasites notées 1 et 2 correspondent en fait à l'image de l'émission laser qui sort effectivement par le miroir M_{FP}.



A

B

On dispose de plusieurs photo détecteurs qui permettent de visualiser sur un oscilloscope les variation temporelles de la lumière.
-Une photodiode rapide placé à proximité de la tête laser capte une faible partie de la lumière du flash.
-Une cellule ultrarapide montée sur une des sorties parasite , éventuellement équipée d'atténuateurs
-Une photodiode rapide permettant d'évaluer le gain. ..

Mesure du gain.

On réalise pour cela un montage équivalent à celui du laser continu en utilisant aussi la torche laser à 1.06µ.représenté sur la figure suivante.

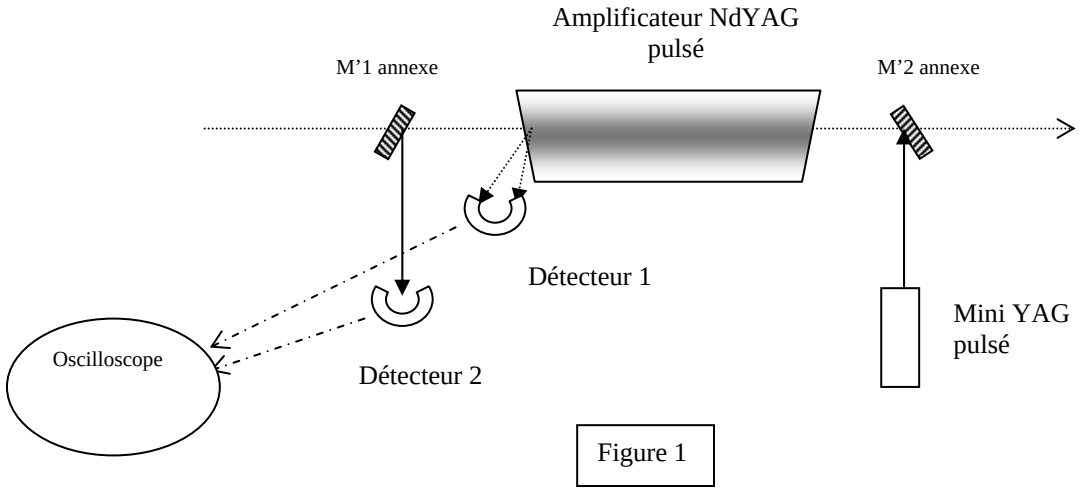


Figure 1

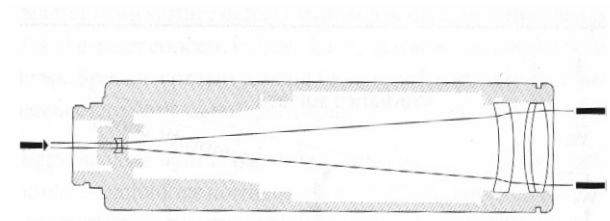
Le détecteur 2 permet de visualiser, sur l'oscilloscope, le niveau continu (DC) correspondant à la transmission du barreau Nd :YAG à 1.06 µ. Lors du tir du flash, le faisceau de sonde est amplifié avec une enveloppe temporelle sensiblement équivalente à la durée du flash vu par le détecteur 1.
Démarrer le laser en mode manuel, avec le groupe froid en fonctionnement. Puis passer en mode répétitif (2 Hertz). La difficulté essentielle de ce travail consiste à synchroniser correctement l'oscilloscope sur un tir basse cadence.

- Evaluer le gain dynamique de ce système. Comparer avec la mesure du gain d'un amplificateur continu.

EFFETS NON LINEAIRE : Gestion de la thermique, lentille et biréfringence induite

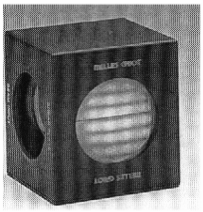
Mesure de la focale thermique en fonction de l'intensité d'excitation.

A l'aide du faisceau laser He-Ne d'alignement, observer qualitativement la variation de la tache de sortie sur un écran éloigné en fonction de l'excitation du barreau Nd :YAG. Une métrologie de la focale thermique nécessite d'utiliser un faisceau colimaté de diamètre suffisant pour sonder au moins 50% de l'ouverture utile du milieu amplificateur.
A cette fin, réaliser un expanseur de faisceau laser en utilisant un ensemble de focale courte et longue suivant le montage suivant 'télescope non inverseur'. . Le réglage du tirage permet d'obtenir un faisceau dont le diamètre est très supérieur a celui de l'entrée, d'un facteur 10, avec une divergence réduite dans les mêmes proportions.

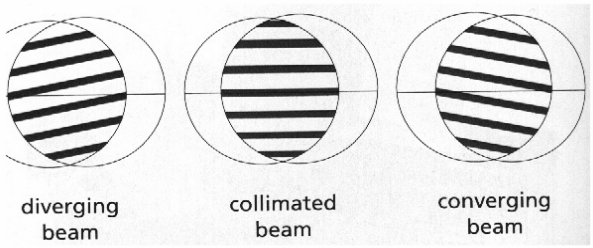


Agrandisseur de faisceau

Pour le réglage fin de la collimation, on dispose d'un interférometre simple composé d'une lame épaisse étalon éclairée à 45° par le faisceau. La division d'amplitude et le décalage qui résultent de la réflexion sur les deux faces du à l'épaisseur finie-d'ou le nom de " Shear Plate" - conduit à un champ d'interference de fort contraste qui possede une signature caractéristique de la courbure de l'onde incidente sur le dispositif. La figure suivante $_M$indique le mode d'emploi de cet instrument; des franges d'interférences parallelles à la référence indiquent une bonne collimation.qui présente une fiogure d'interférence varaiable selon la collimation.



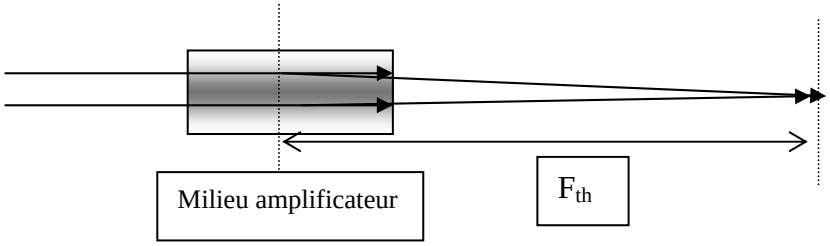
dispositif



Aspect de l'écran

Observer de façon grossière sur un écran, la variation très importante de la tache laser lorsque l'on fait varier l'intensité d'excitation.

*Une mesure approchée de la focale thermique F_{th} peut s'effectuer en localisant la tache minimale du faisceau en en supposant une lentille mince.



*Une mesure plus précise prenant en compte la nature de lentille épaisse du milieu amplificateur pompé doit s'appuyer sur une modélisation de la propagation.
Pour cela, à une distance D de la sortie du barreau, mesurer la taille du faisceau de sonde à l'aide de la caméra CCD de contrôle ou de la technique de la lame de couteau. (Voir annexe).
A l'aide du logiciel PARAXIA de modélisation, simuler le faisceau incident sur un élément possédant un gradient d'indice (icône) et injecter le gradient nécessaire pour obtenir à la distance D la taille mesurée.
Par analogie avec une lentille épaisse, a partir le la matrice ABCD de l'élément, en déduire une valeur de la focale thermique.
Dimension du barreau :
Longueur : 10 cm
Diamètre utile : 6mm

STAGE

LASERS INTENSES

Du 15 au 19 mai 2006

TRAVAUX PRATIQUES

Oscillateur Kit Yb:KGW

Yoann ZAOUTER
Thèsard
Amplitude Systemes / CELIA

Oscillateur Kit Yb:KGW

Introduction au TP

Le but de ce TP est d'appréhender le fonctionnement d'un oscillateur laser femtoseconde pompé par diode laser. Le milieu actif de l'oscillateur que l'on étudiera est un cristal de KGW (famille des Tungstate) dopé par des ions ytterbium. Son épaisseur est de 800 µm et ses faces sont traitées AR – HR. Le pompage se fait grâce à une diode laser émettant dans la bande d'absorption de ce cristal i.e. 980 nm.

Une étude des moyens de compensation de la dispersion de vitesse de groupe et du mécanisme de verrouillage des modes en phase sera également entamée afin de pouvoir apprécier l'architecture de l'oscillateur ainsi que les contraintes inhérentes au design d'une cavité d'un laser femtoseconde pompé par diode laser.

Les étudiants seront amenés à maniper sur un oscillateur fonctionnant à une cadence relativement faible i.e. 45MHz et ainsi pourront sentir la finesse des réglages pour ce type de cavité longue.

Buts du TP

1/ Compréhension du chemin optique et des tailles de mode dans un oscillateur complexe

2/ Compréhension des mécanismes physiques mis en jeu

3/ Stabilité et alignement de la cavité

3/ Réglage et optimisation de la cavité laser sans mécanisme de verrouillage des modes en phase

4/ Réglage et optimisation de la cavité laser avec le mécanisme de verrouillage des modes en phase

5/ Caractérisation des impulsions par auto corrélation non linéaire

Pour toutes informations complémentaires :
Yoann Zaouter
Centre Laser Intenses et Applications – CELIA
Tél : 05 40 00 38 32
@ : zaouter@celia.u-bordeaux1.fr

STAGE

LASERS INTENSES

Du 15 au 19 mai 2006

TRAVAUX PRATIQUES

Pompage par diodes

Martin DELAIGUE
Doctorant
CNRS

Les matériaux utilisés pour la production et l'amplification d'impulsions brèves sont des milieux à faible gain et il est alors nécessaire d'avoir une inversion importante dans le milieu amplificateur. Pour cela il faut localement une densité d'énergie importante, ce qui explique que cette énergie soit apportée de manière optique en utilisant les propriétés de confinement spatial des lasers. On doit alors être capable d'avoir sur la face avant du cristal un éclairement supérieur à 1 kW/cm².

Puissance optique

Eclairement $E=\frac{P_{opt}}{\phi_{faisceau}}$

Surface du faisceau de pompe

De plus, le spectre d'absorption de ces matériaux est en général étroit (quelques nanomètres) et il faut donc utiliser des sources monochromatiques.

S'il la longueur d'onde centrale de ce spectre se situe dans le proche infrarouge, on peut alors utiliser des diodes laser.

La diode laser est constituée d'un empilement de couches de semi-conducteur, dont une couche active où les photons lumineux sont produits. La couche active doit être suffisamment fine pour assurer la nature monochromatique de l'émission d ≈ 0,3µm. Pour augmenter la puissance lumineuse émise, on augmente la surface d'émission en élargissant la dimension transverse de la couche. La surface d'émission est donc rectangulaire (0,3µm × 200µm)

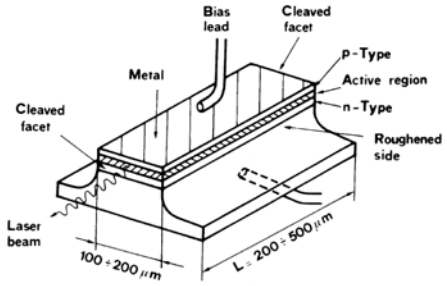


Schéma d'une diode laser

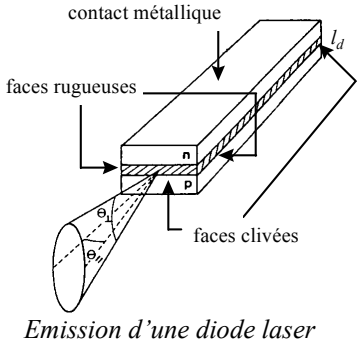
⇒Observer le spectre d'émission de la diode laser et son déplacement en fonction de la température.

Cette dissymétrie de la surface d'émission a des conséquences sur la propagation de l'onde laser émise. Sa divergence n'est pas la même dans les deux directions, $\theta_{//} \approx \pm 5°$ et $\theta_{\perp} \approx \pm 40°$. De plus le profil transverse du faisceau n'est pas de même nature dans les deux directions, ce qui modifie les lois qui régissent sa propagation. L'évolution du rayon du faisceau suivra alors la loi suivante avec $M^2_{//} \approx 30$ et $M^2_{\perp} \approx 1,5$:

rayon du faisceau — rayon minimal du faisceau — facteur de qualité

$$w^2(z)=w_0^2\left(1+\left(\frac{M^2\lambda}{\pi w_0^2}(z-z_0)\right)^2\right)$$

position du point focal



Emission d'une diode laser

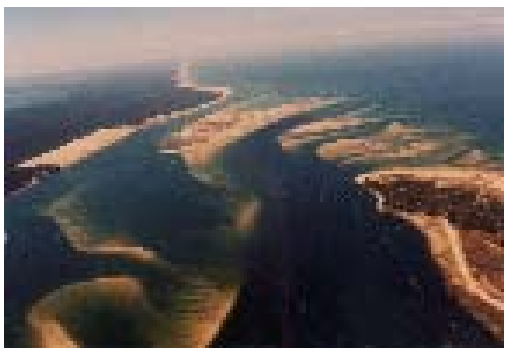
⇒Positionner les lentilles de sorte à obtenir une tache focale circulaire la plus petite possible

⇒Observer l'évolution de la taille du faisceau autour du point focal

⇒Placer le cristal et les deux miroirs et essayer d'obtenir l'effet laser

STAGE

LASERS INTENSES



Du 15 au 19 mai 2006

TRAVAUX PRATIQUES

Amplificateur régénératif Ti:Sapphire

Marie-Caroline Hernandez
Adera / PALA

Laser femtoseconde amplifié TiSa (@780nm)

Exemple Alpha1000 (B.M.industries) modifié

Paramètres généraux :

Durée d'impulsion <130 fs

- Taux de répétition : 1kHz
- Énergie à 1kHz : >750 µJ
- Longueur d'onde : 750 nm

Principes physiques :

- Oscillateur: IMRA laser à fibre femto (1,56µm) doublé
- Amplificateur Titane Saphir
- Impulsion femtoseconde
- Technique CPA :
  - Étireur - compresseur
  - Amplificateur régénératif
  - Extraction de l'impulsion fs

Oscillateur IMRA

Paramètres généraux :

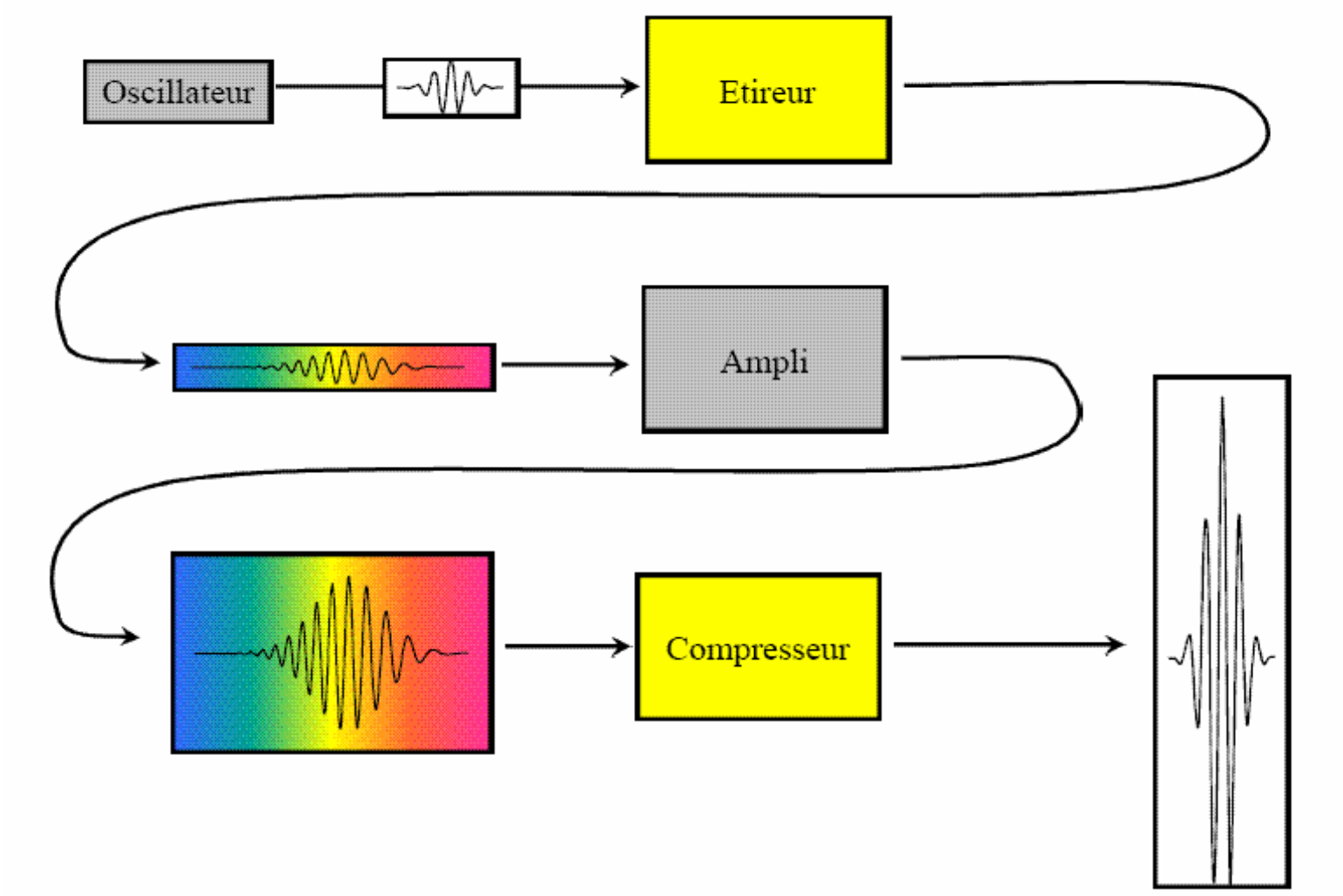
Puissance moyenne : 12 à 15 mW

- Longueur d'onde centrale : 780 nm
- Largeur spectrale : 8 à 9 nm
- Durée d'impulsion : 100fs
- Taux de répétition : 48MHz

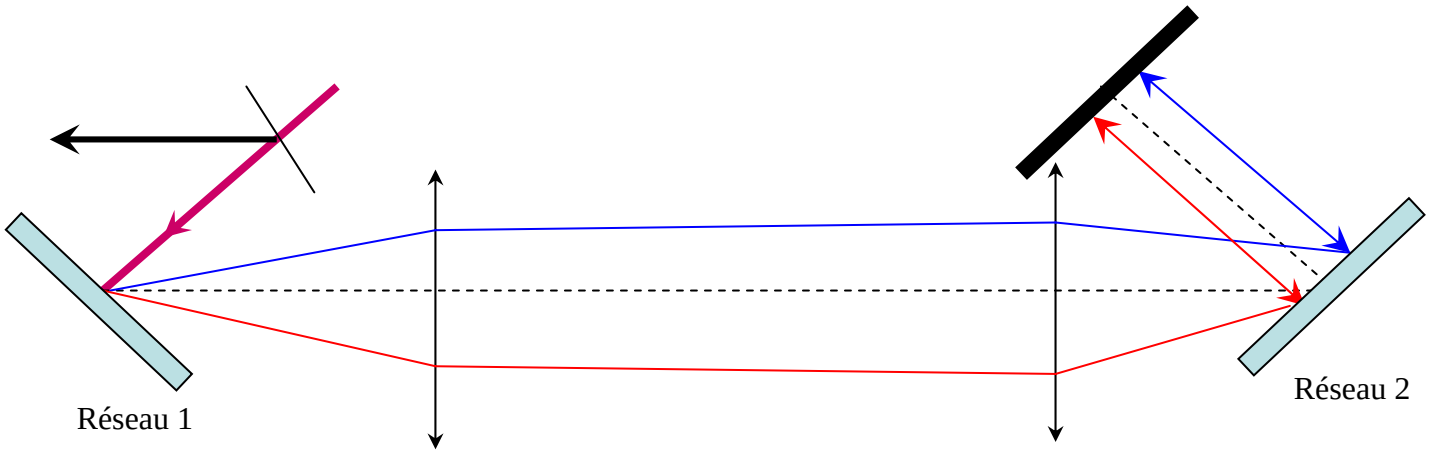
L' oscillateur est le maître dans
la chaîne d'amplification TiSa

Principes physiques : la technique CPA

CPA : Chirped Pulse Amplification

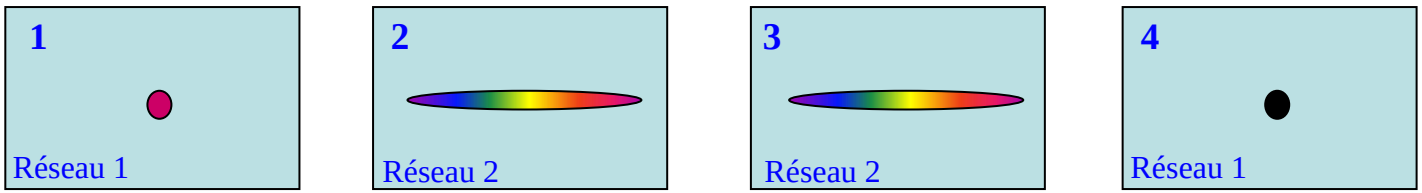


CPA – étireur

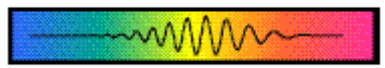


Le trajet bleu est plus long que le trajet rouge ; le bleu sortira donc en retard.
L'impulsion étirée est composée de rouge d'abord et de bleu ensuite.

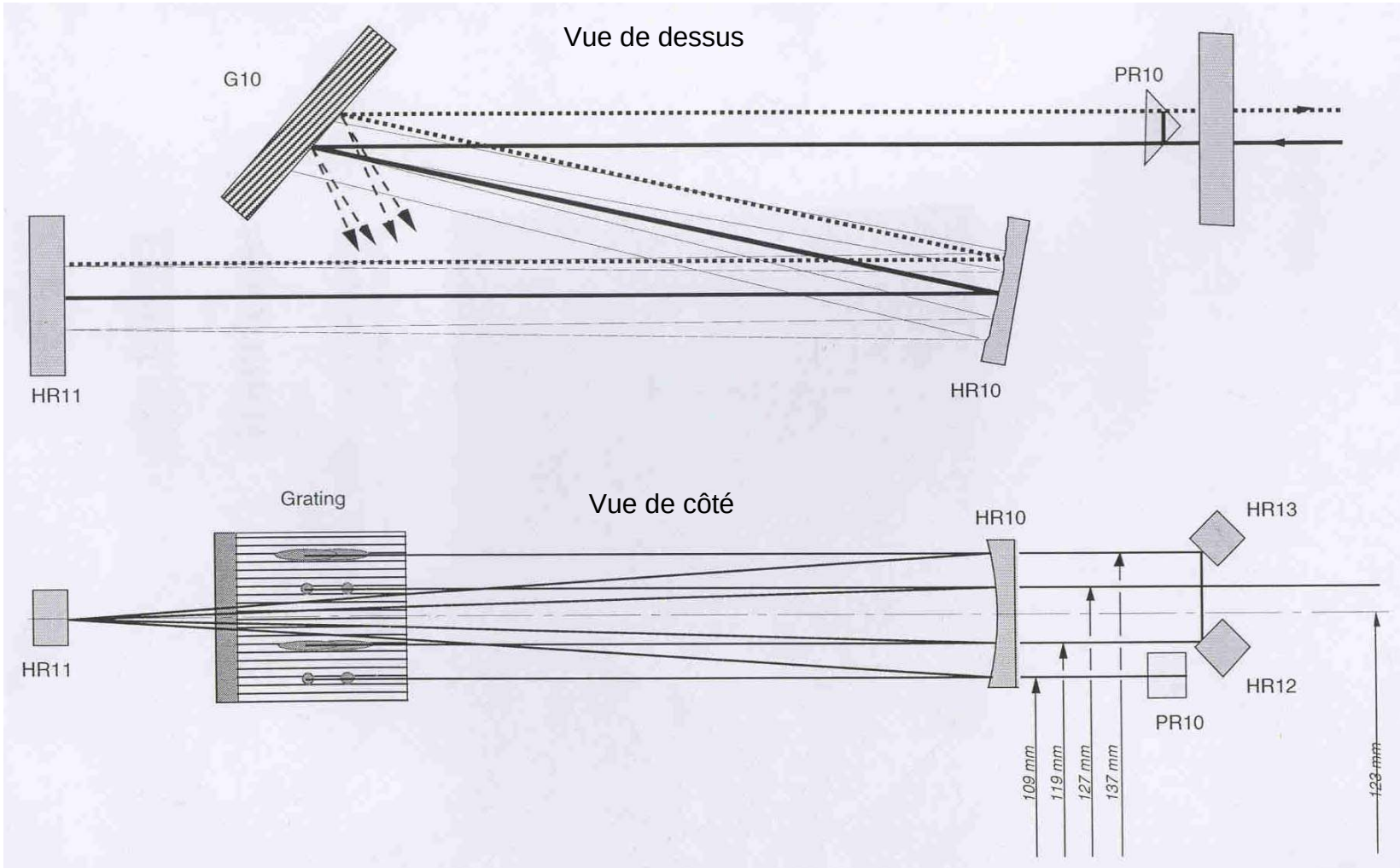
Impacts sur les réseaux:



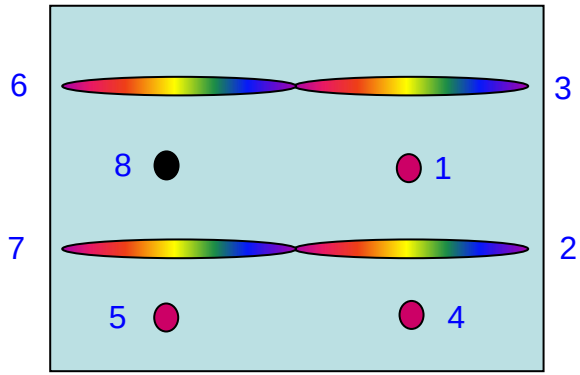
Avant :

Après : 

CPA – l'étireur de l'Alpha 1000



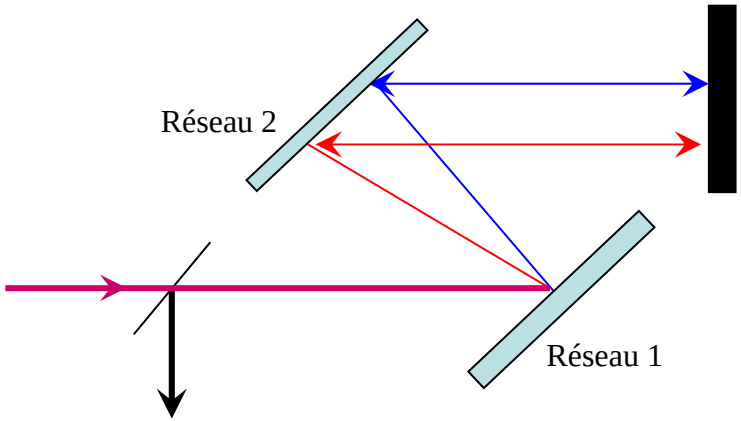
CPA – l'étireur de l'Alpha 1000



Impacts sur le réseau

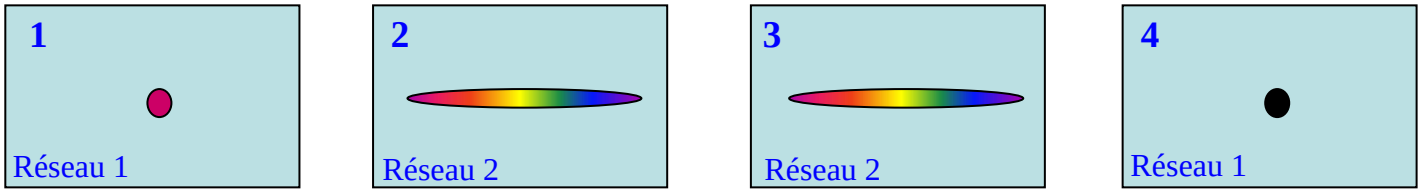
Le faisceau initial est injecté entre les deux miroirs de l'ascenseur (HR12 et HR13).
Il arrive en **1** sur le réseau (G10), est diffracté sur le miroir concave (HR10) qui le réfléchit le miroir plan (HR11).
Le faisceau effectue le chemin inverse et arrive sur le réseau en **2.**
Puisqu'il est décalé, il est alors orienté sur l'ascenseur (HR12 et HR13) qui le renvoient parallèlement à une hauteur différente sur le réseau : en **3**.
L'aller-retour suivant lui donne la position **4** puis par le prisme (PR10) il est décalé latéralement pour les 2 allers-retours suivants.
La position **8** sur le réseau correspond au faisceau sortant, il est à la même hauteur que le faisceau entrant mais décalé de quelques millimètres.
Au total il y a 8 passages sur le réseau, 4 allers-retours dans l'étireur.

CPA – compresseur

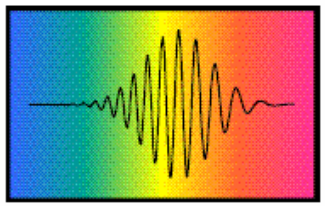


Le trajet bleu est plus court que le trajet rouge ; le bleu rattrape donc son retard.
L'impulsion compressée a donc toutes ses composantes fréquentielles en même temps.

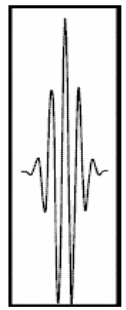
Impacts sur les réseaux:



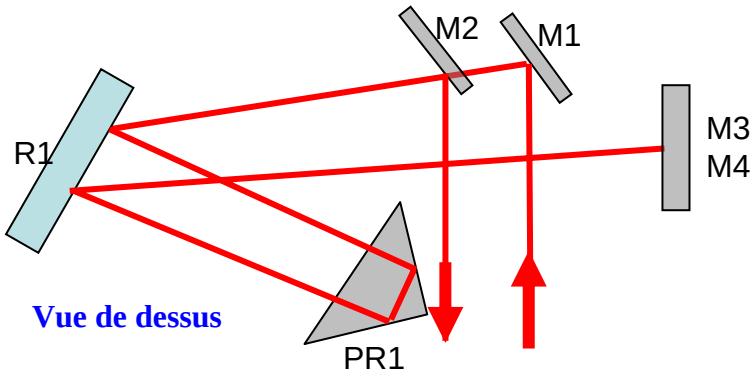
Avant :

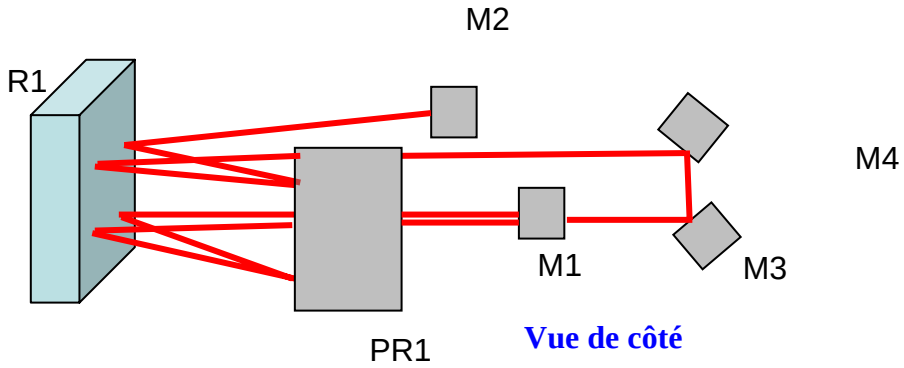


Après :

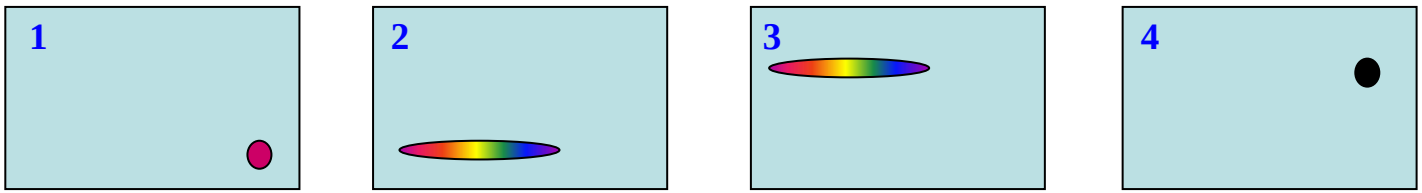


CPA – le compresseur de l'Alpha1000





Impacts sur le réseau :



On injecte le faisceau initial par le miroir M1, il arrive sur le réseau (R1) en **1**.
Il est diffracté et est décalé latéralement par le prisme (PR1) pour être renvoyé en **2** sur le réseau.
Ce dernier l'oriente vers l'ascenseur
Il est alors renvoyé parallèlement par les miroirs (M3 et M4) de l'ascenseur et effectue le chemin inverse : position **3** et **4**.
Il sort par le miroir M2
La distance du prisme au réseau est ajustable via une platine de translation manuelle.

Principes physiques : CPA – amplificateur régénératif

3 étapes :

1. Sélectionner – via la polarisation – une impulsion laser unique provenant du train d'impulsions fourni par l'oscillateur.

2. Amplifier l'impulsion laser piégée dans la cavité

3. Extraire – via la polarisation – l'impulsion laser amplifiée

Moyens :

1. Pour Sélectionner une impulsion en sortie de l'étireur : cellule de Pockels

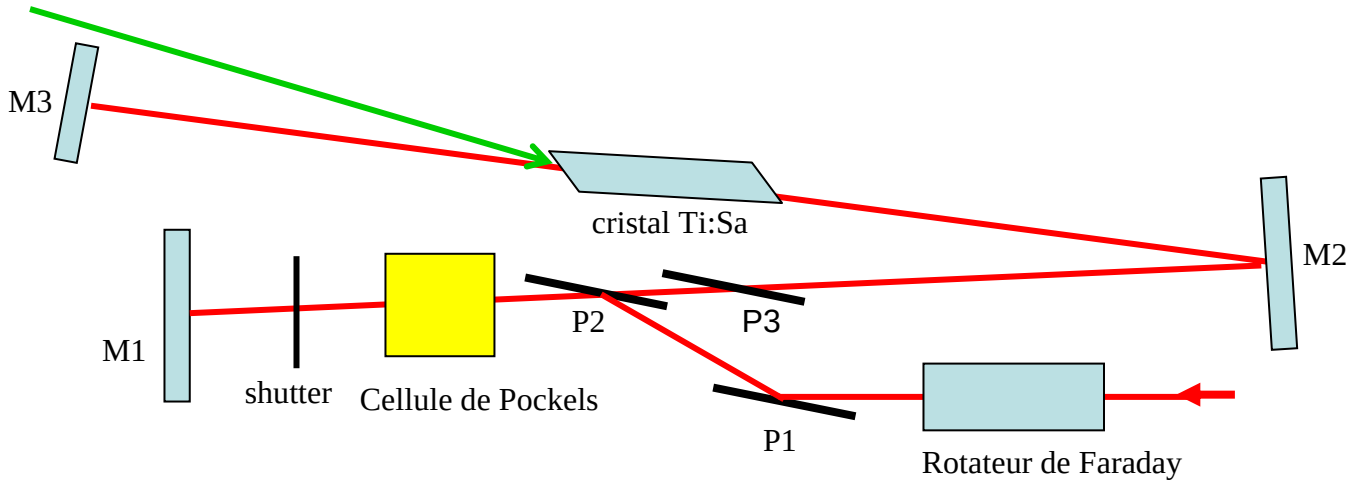
2. Pour Amplifier l'impulsion laser piégée dans la cavité : Milieu à gain

3. Pour Extraire l'impulsion amplifiée : cellule de Pockels

+ générateur de retard électronique (Driver MEDOX)

CPA – amplificateur de l'Alpha 1000

Une cellule de Pockels est un cristal qui modifie la polarisation par un contrôle électrique.



Injection :

Le faisceau venant de l'étireur est injecté dans l'amplificateur régénératif en passant par le rotateur de Faraday et les polariseurs P1 et P2

- Si la cellule de Pockels est soumise à une tension de 0 V :

Elle se comporte comme une lame quart d'onde. L'impulsion fait un aller-retour et sort de la cavité par le même chemin : P2, P1 et le rotateur de Faraday.

- Si la cellule de Pockels est soumise à 3500 V :

Elle se comporte comme une lame quart demi-onde. L'impulsion est alors piégée dans la cavité et effectue des allers-retours.

CPA – amplificateur de l'Alpha 1000

Amplification :

Pendant que l'impulsion sélectionnée tourne dans la cavité :

Le laser Nd:Ylf doublé (527 nm) pompe le barreau de Ti:Sa, ce qui amplifie l'impulsion piégée à chaque passage.

L'impulsion effectue quelques allers-retours dans la cavité pour un gain de l'ordre de 10^7.

Extraction :

Lorsque l'amplification est optimale, la cellule de Pockels est soumise à une tension de 7000 V :

Elle se comporte alors comme une lame quart d'onde et laisse sortir l'impulsion amplifiée.

Cette dernière sort de l'amplificateur régénératif par le même chemin qu'elle a suivi pour entrer.

Les outils de base

Puissance-mètre :
Il est important qu'il puisse supporter jusqu'à 15 W pour vérifier le laser de pompe de l'ampli régénératif.
Il permet de mesurer l'énergie des impulsions amplifiées car :

Énergie = Puissance moyenne * Période de répétition

Exemple :
Si on mesure une puissance moyenne de 800 mW à 1 kHz, l'énergie par impulsion vaut:
$E = 800.10^{-3} * 1.10^{-3} = 800\ \mu J$

Viewer infra-rouge : Pour tous les contrôles et réglages du laser « capot ouvert »: étireur, ampli, compresseur

Oscilloscope : Indispensable pour visualiser le train d'impulsions dans l'amplificateur régénératif
Bande passante supérieure à 300 MHz - Adaptation 50 Ohms

Photodiode rapide :
Pour visualiser le profil temporel de l'impulsion et détecter la présence de pré et post-pulses

Des cartes de visite :
Pour observer le profil spatial du faisceau
Une impulsion bien recomprimée sera associée à une tache bleue au centre (effet non-linéaire)

Une lentille de focale +100 mm et un écran : pour régler le compresseur

L’amplificateur régénératif

Visualisation :

Une photodiode rapide est montée derrière le miroir
de fin de cavité de l’amplificateur régénératif (M1)
pour visualiser l’évolution de l’énergie du faisceau.

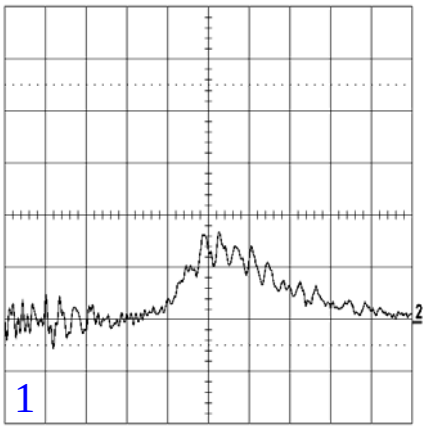
3 critères d’optimisation :

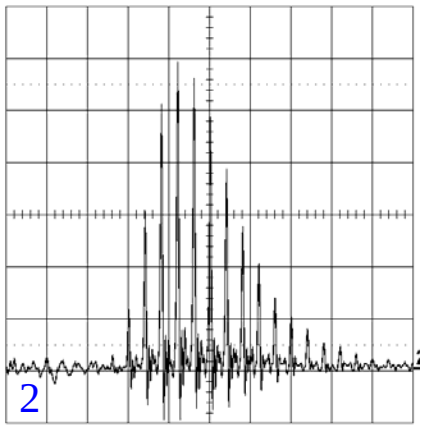
- La puissance moyenne en sortie
- Le profil transverse du faisceau
- La durée d’amplification de l’impulsion

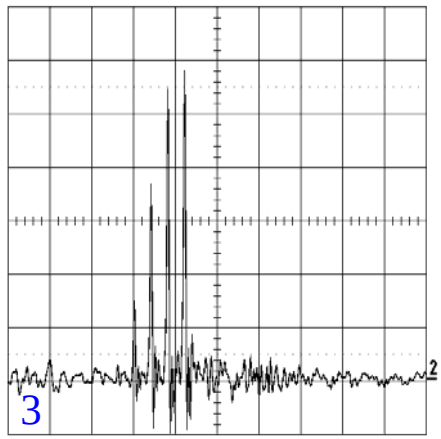
1 - Evolution de l’énergie dans l’amplificateur sans injection de l’oscillateur. Régime nanoseconde

2 - Evolution de l’impulsion injectée dans l’amplificateur.
L’impulsion est piégée dans la cavité par réglage du Delay 1.
Ce réglage permet de synchroniser la capture de l’impulsion avec le maximum de gain dans le cristal.

3 - Extraction de l’impulsion amplifiée par application du Delay 2. Ce réglage permet d’extraire l’impulsion au moment où elle a le maximum d’énergie.







L'amplificateur régénératif

Le laser de pompe

Laser B.M.industries : laser Nd:Ylf doublé en fréquence intra-cavité (LBO) pompé par flashes

- 2 flashes de pompe

- Doublage de fréquence : accord de phase en température du LBO
  - autour de 45°C
  - émission à 527 nm

Mesure de puissance en sortie : > 8 W

Attention :
Si le doublage intra-cavité n'est pas efficace, l'excès d'IR dans la cavité peut endommager le barreau de Nd:Ylf et les optiques.

Si la puissance en sortie est basse :
- Baisser la puissance de pompe et vérifier que l'accord de phase du LBO est optimum.

Le compresseur

Le prisme du compresseur est monté sur une platine de translation manuelle.
Le réglage de cette platine permet de modifier la distance associée à une recompression optimale.

Critère n°1 : durée d'impulsion

Nécessite une mesure externe de durée d'impulsion (autocorrélateur monocoup)
On cherchera la durée minimale.

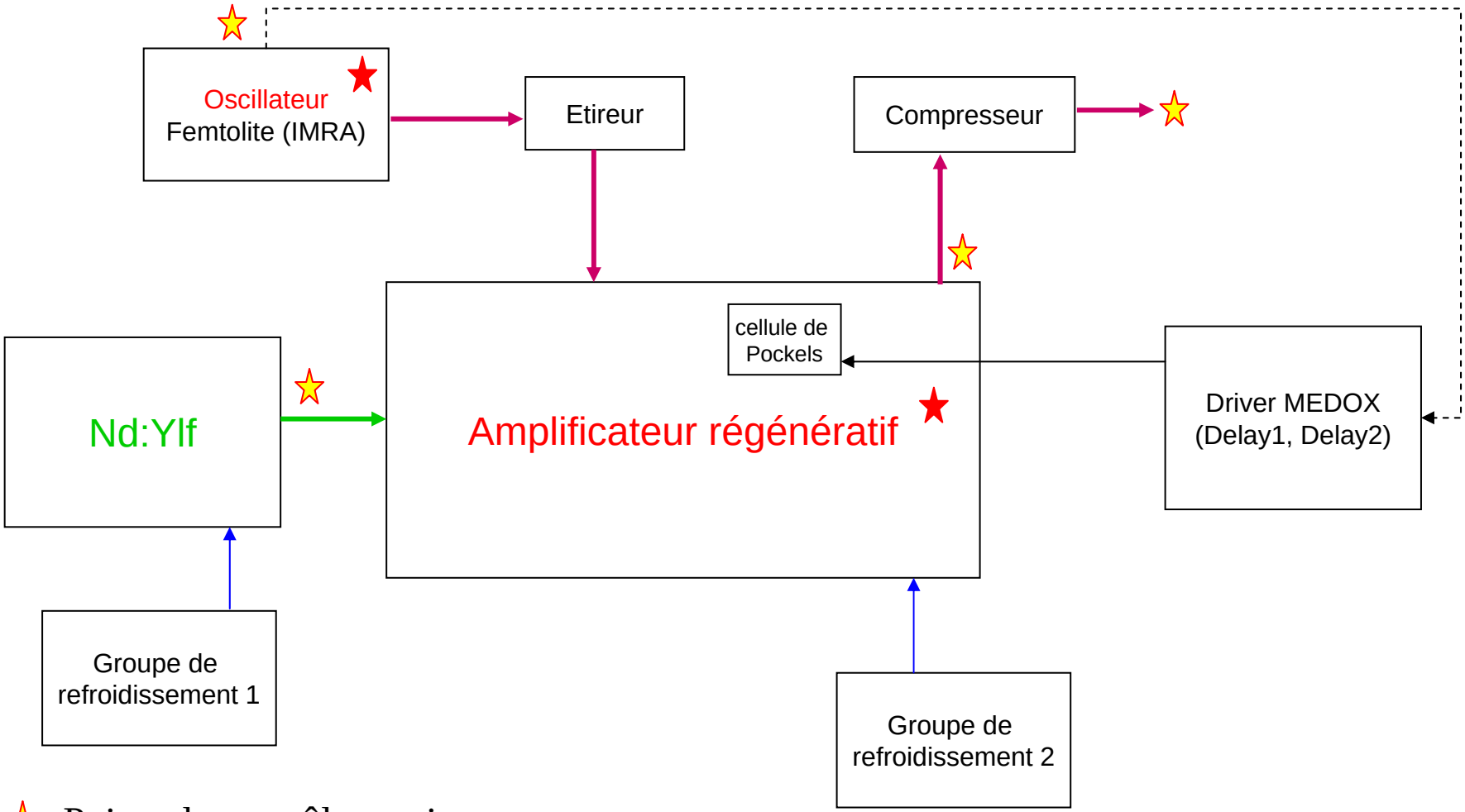
Critère n°2 : optimisation de génération de continuum qui est fortement dépendante de la puissance crête, donc à énergie donnée, inversement proportionnelle à la durée.

Une lentille de focale +100 mm permet au laser amplifié de générer dans l'air un continuum observable au foyer de la lentille.

On règle le compresseur de manière à observer :

- une large variété de teintes roses sur l'écran
- un point blanc intense et le plus court possible suivant l'axe de propagation
- un son (1 kHz) le plus intense possible.

RECAPITULATIF

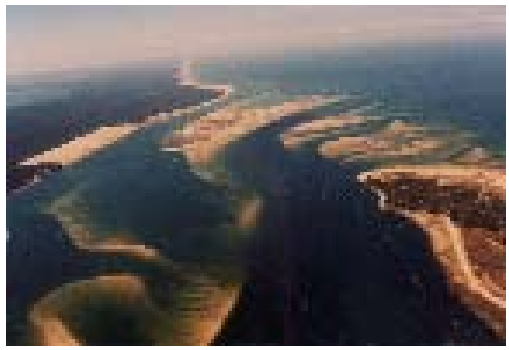


Points de contrôles optiques

Photodiodes de contrôle

STAGE

LASERS INTENSES



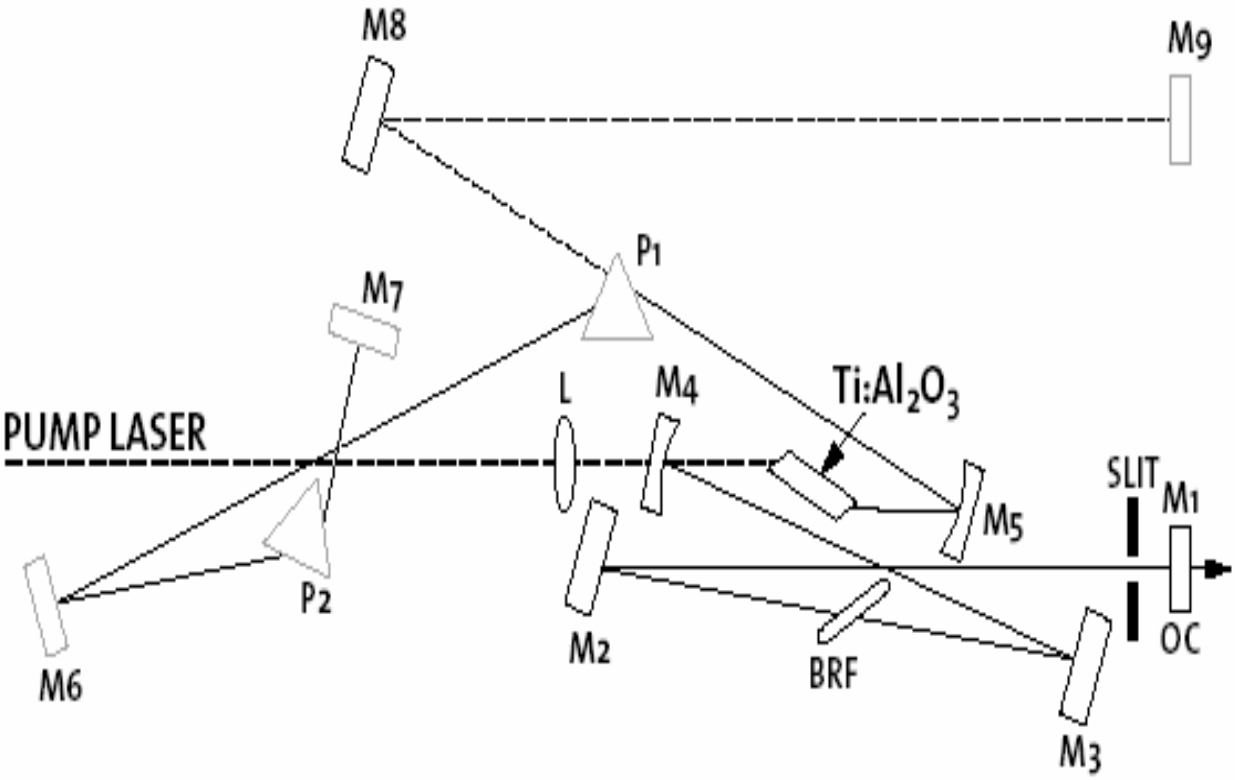
Du 15 au 19 mai 2006

TP

Oscillateur femtoseconde et autocorrélations

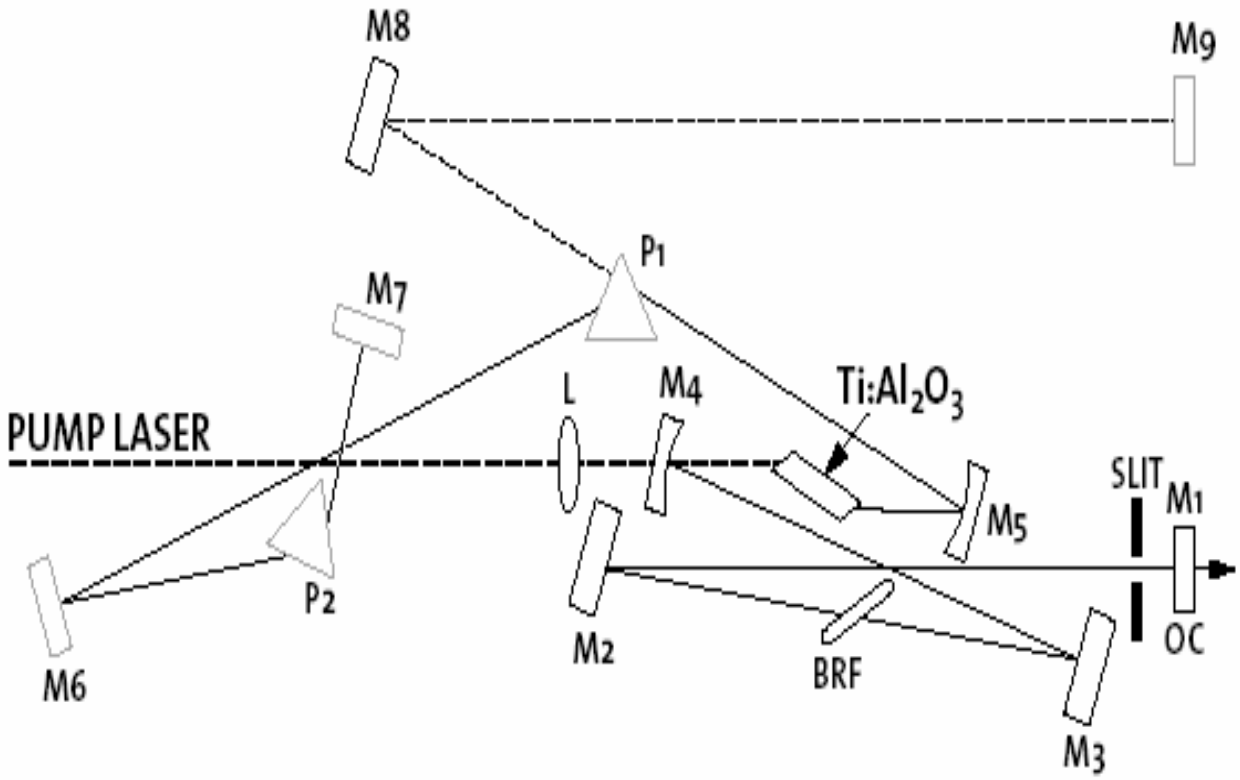
Laurent SARGER
CPMOH

Laser femtoseconde -Oscillateur



Mira Optima 900-D

Coherent.

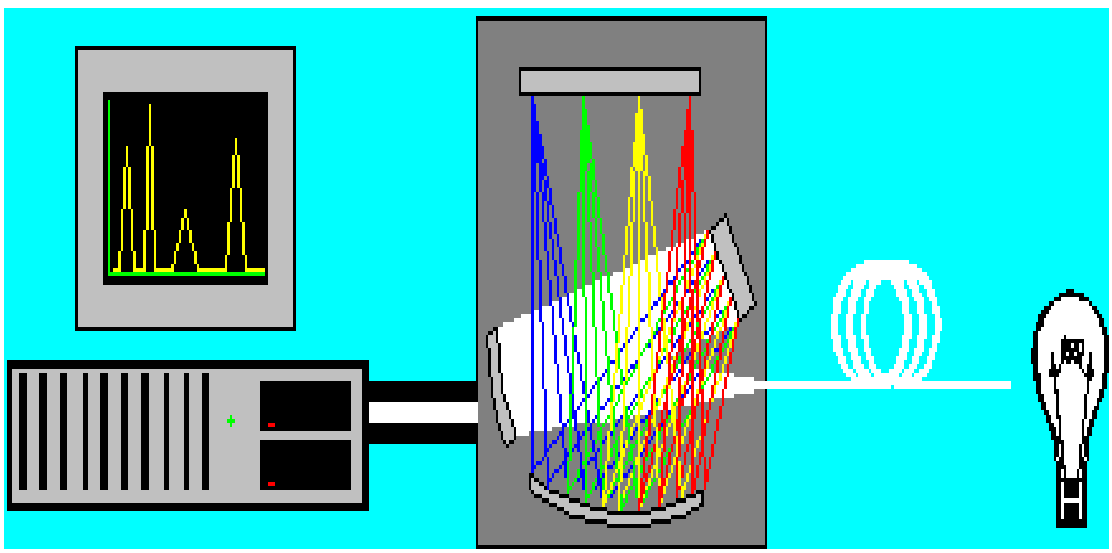


Mira Optima 900-D

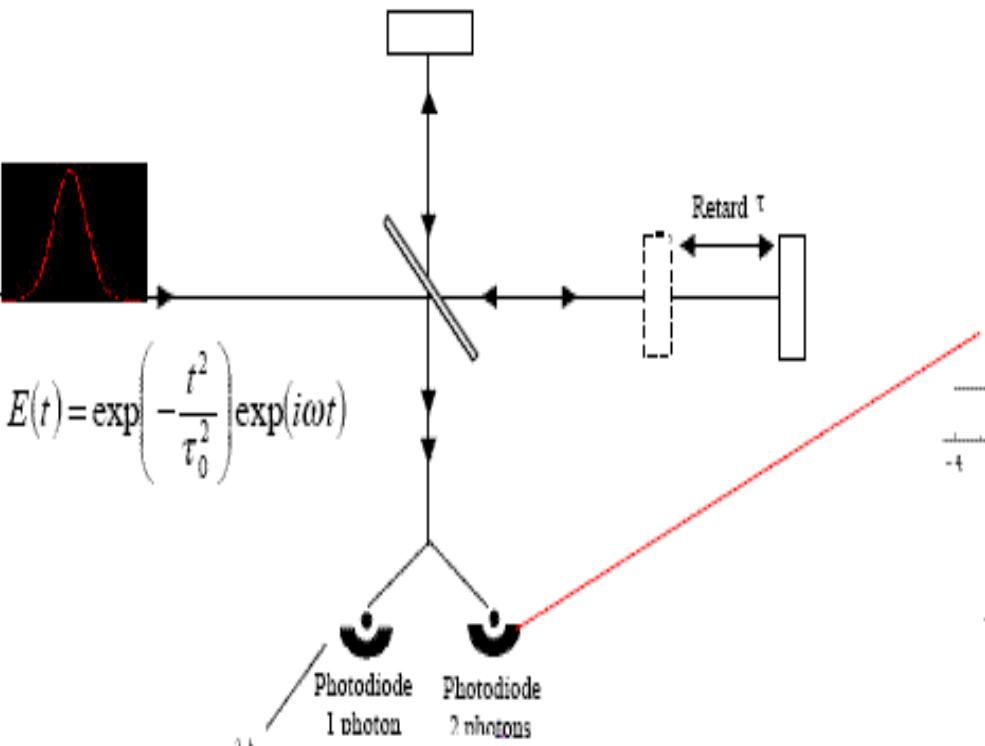
Réglages Importants

- Pompage
- Rendement (optimisation cavité en continu) 5W pompe>0,7W @800 nm
- Taille de la fente (effet Kerr)
- Lancement du Mode Locking..

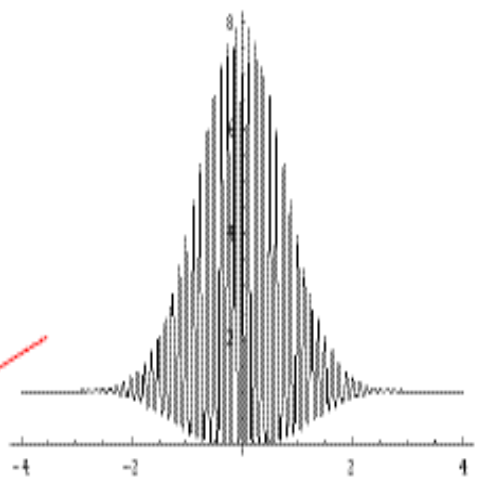
Mesures spectrales



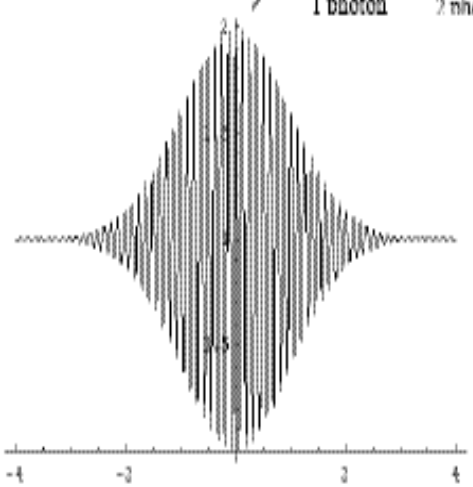
Mesures Temporelles: Autocorrélations



$$E(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^2}\right)\exp(i\omega t)$$



$$I_2(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \left[E(t) + E(t-u) \right]^2 \right|^2 dt$$

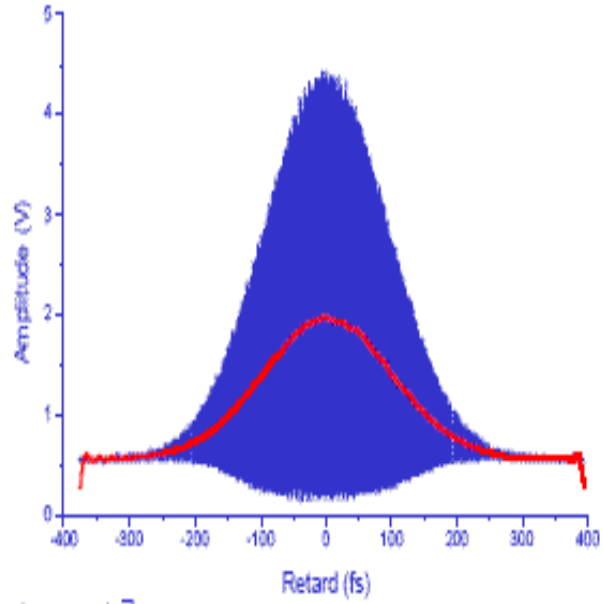


$$I_1(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| E(t) + E(t-u) \right|^2 dt$$

Mesure de la durée de l 'impulsion:

L 'autocorrélation par absorption deux, trois photons dans une photodiode GaAsP, permet une utilisation entre 600nm à1360nm.

L'autocorrélation



Exemple pulse gaussien

$$E(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^2}\right)\exp(i\omega t)$$

$$G_2(u) = \tau_0\sqrt{\pi}\left[1 + 2\exp\left(-\frac{u^2}{\tau_0^2}\right)\right]$$

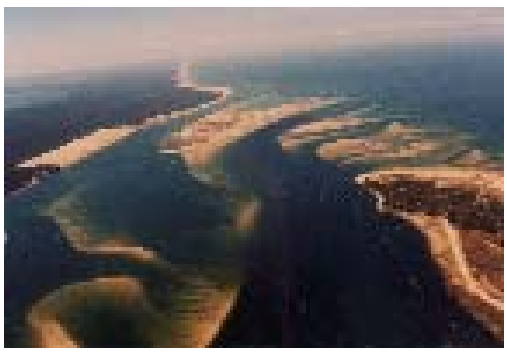
$$G_2(u) = \tau_0\sqrt{\pi}\left[1 + (2 + \cos(2\omega u))\exp\left(-\frac{u^2}{\tau_0^2}\right) + 4\cos(\omega u)\exp\left(-\frac{3u^2}{4\tau_0^2}\right)\right]$$

Relation Largeur autoco durée Pulse TP

Incertitude spectre durée $\Delta\omega\Delta t$	*Autocorrélation* $G'(u)$	*Larg autoco* $\Delta\tau$	*Ratio* $\Delta\tau / \Delta t$
5,544	$\exp\left[-\frac{u^2}{\tau_0^2}\right]$	$2\sqrt{\ln 2}\tau_0$ $= 1{,}665\tau_0$	1,414
5,544	$\exp\left[-\frac{u^2}{2t_0^2}\right]$	$2\sqrt{2\ln 2}t_0$ $= 2{,}355t_0$	1,414
5,544	$\exp\left[-\frac{2u^2\ln 2}{t_0^2}\right]$	$\sqrt{2}T_0 =$ $1{,}414T_0$	1,414
	(1)		

STAGE

LASERS INTENSES



Du 15 au 19 mai 2006

TRAVAUX PRATIQUES

Caractérisation d'impulsions: SPIDER

Eric Cormier
Maître de Conférences
CELIA

Caractérisation d'impulsions ultracourtes par mesure SPIDER

La méthode Spider est une méthode de mesure de la phase spectrale d'une impulsion qui, associée à la mesure du spectre permet de retrouver la dépendance temporelle complète de l'impulsion. Cette méthode est basée sur l'interférométrie spectrale à décalage.

1) Principe

Ce principe prévoit de créer une copie $\tilde{E}(\omega+\Omega)$ du signal à caractériser $\tilde{E}(\omega)$ qui est décalée en fréquence, de la retarder temporellement puis de faire interférer les deux répliques dans un spectromètre.

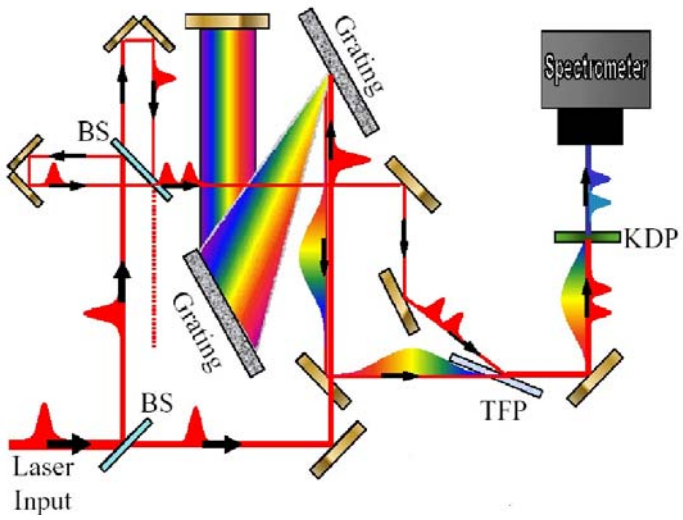
Le signal alors mesuré par le spectromètre s'écrit:

$$\begin{aligned} S(\omega) &= \left|\tilde{E}(\omega)+\tilde{E}(\omega+\Omega)\exp(i\omega\tau)\right|^2 \\ &= \left|\tilde{E}(\omega)\right|^2+\left|\tilde{E}(\omega+\Omega)\right|^2 \\ &+ 2\left|\tilde{E}(\omega)\right|\left|\tilde{E}(\omega+\Omega)\right|\cos(\varphi(\omega)-\varphi(\omega+\Omega)+\omega\tau) \end{aligned}$$

L'information recherchée est la phase spectrale $\varphi(\omega)$. Par une méthode de transformées de Fourier, il est possible d'extraire la différence de phase $\varphi(\omega)-\varphi(\omega+\Omega)+\omega\tau$. La référence $\omega\tau$, mesurée initialement en enregistrant le spectre d'interférence des deux copies sans décalage Ω, est alors retranchée. Enfin, par une procédure de concaténation on obtient $\varphi(\omega)$ à des valeurs discrètes de ω distantes du décalage Ω. La valeur de Ω est choisie en fonction de la durée T estimée de l'impulsion et doit vérifier le critère d'échantillonnage de Whittaker-Shannon : $\Omega < {}^{2\pi}\!/_{T}$. La valeur de τ (délai entre les répliques) est elle choisie de façon à avoir suffisamment de franges sur l'étendue du spectre d'une part, mais pas trop pour que celles-ci soient résolues par le spectromètre.

2) Dispositif

Il n'existe pas de modulateur suffisamment rapide pour décaler spectralement le champ électrique de l'impulsion. On utilise alors un filtre non-linéaire dont l'implémentation est présentée ici :



Le faisceau est divisé en deux parties. Une partie est étirée dans un dispositif à réseaux de sorte que les fréquences de l'impulsion sont fortement étalées dans le temps. L'autre partie traverse un interféromètre de Michelson qui génère les deux répliques avec un délai τ. Les 2 faisceaux sont recombinés et focalisés dans cristal non-linéaire possédant une susceptibilité d'ordre 2. Comme les 2 impulsions sont décalées en temps, elles interagissent avec l'impulsion étirée dont elle voient chacune une fréquence différente. Les 2 impulsions produites par mélange de fréquence entre chaque réplique et l'impulsion étirée sont donc maintenant décalées en fréquence. On mesure alors le spectre (à une fréquence quasiment double) qui constitue un signal spider.

3) Mise en œuvre pratique

Il y a plusieurs étapes pour effectuer une mesure SPIDER. Hormis les tâche d'alignement, il faut pouvoir déterminer le décalage Ω. Celui-ci est obtenu en mesurant précisément le délai entre les répliques et la dispersion de l'étireur.

a) Mesure de la référence
   la référence est le spectre d'interférence produit par les deux impulsions non décalées. Pour l'obtenir, on enregistre le spectre doublé (bleu) du bras contenant les 2 répliques seules.

b) Mesure du signal SPIDER
   Dans la configuration non linéaire, le signal SPIDER est le troisième faisceau (bleu) crée sur la bissectrice des deux faisceaux initiaux dans le cristal non-linéaire.

c) Mesure du spectre de l'impulsion et reconstruction temporelle
   Afin d'effectuer la reconstruction temporelle complete de l'impulsion, il faut mesurer en plus de la phase le spectre de l'impulsion infrarouge

Le logiciel Spider permet de faire l'acquisition et le traitement du signal pour obtenir la forme temporelle de l'impulsion.

STAGE

LASERS INTENSES

Du 15 au 19 mai 2006

TRAVAUX PRATIQUES

Doublage, superfluorescence
et amplification paramétrique (OPA)

Claude AGUERGARRAY
Doctorant
UNIVERSITE BORDEAUX 1 - CELIA

OPTIQUE NON-LINEAIRE

L'optique non-linéaire concerne les processus intervenant lorsqu'un milieu matériel est soumis à un faisceau lumineux suffisamment intense pour modifier la réponse du milieu au champ électromagnétique. De nouveaux processus vont intervenir, donnant lieu à une grande richesse de phénomènes comme par exemple la génération de nouvelles fréquences.

Ces phénomènes sont dits « non-linéaires » quand la réponse d'un système à un champ optique appliqué dépend de façon nonlinéaire de l'intensité de ce champ. Par exemple, l'intensité de la lumière créée à la fréquence double s'accroît comme le carré de l'intensité du laser incident.

Plus précisément, si P(t) est la polarisation du système matériel soumis au champ électrique E(t) du rayonnement lumineux, cette polarisation peut être développée en puissance du champ :

$$P(t) = \varepsilon_0[\chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t) + ...] = P_L + P_{NL}$$

Où $P_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t)$ est la polarisation linéaire classique de susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$, et P_{NL} est la polarisation **non-linéaire** qui fait intervenir les **susceptibilité**s **non-linéaires** optiques $\chi^{(n)}$ d'ordre n.

Ces processus sont dans certains cas nuisibles, par exemple lorsqu'ils perturbent la propagation de faisceaux intenses, mais le plus souvent ils sont exploités pour mettre en oeuvre des expériences ou des dispositifs originaux, en optique classique comme en optique quantique.

La propagation d'un faisceau lumineux dans un milieu matériel fait intervenir deux problèmes :

1. D'une part la réponse du milieu à l'onde. Dans le cas d'un matériau diélectrique, les charges liées du milieu se mettent en mouvement sous l'action du champ électrique oscillant associé au faisceau lumineux. Il s'agit donc d'un problème de mécanique, qui doit le plus souvent être traité dans le cadre de la mécanique quantique.

2. D'autre part, l'oscillation de ces charges rayonne un champ électromagnétique qui vient s'ajouter à l'onde incidente. C'est donc un problème de propagation d'onde électromagnétique, que l'on doit traiter à l'aide des équations de Maxwell.

Il faut en fait résoudre ces deux problèmes simultanément, le champ rayonné induisant lui-même une polarisation du diélectrique, qui rayonne un nouveau champ et ainsi de suite. On aboutit alors à un système d'équations couplées.

L'équation d'une onde électromagnétique se propageant dans un milieu non-linéaire s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial E_\omega}{\partial z} e^{iK_\omega z} = \frac{i\omega}{2n_\omega c\varepsilon_0} P^{NL} e^{i k^{nl} z} = K * P^{NL} * e^{i k^{nl} z}$$

$$\frac{\partial E_\omega}{\partial z} = \frac{i\omega}{2n_\omega c\varepsilon_0} P^{NL} e^{i\Delta k z} = K * P^{NL} * e^{i\Delta k z}$$

Avec $\Delta k = k^{nl} - k_\omega$

Classification des non-linéarités

Terme du premier ordre

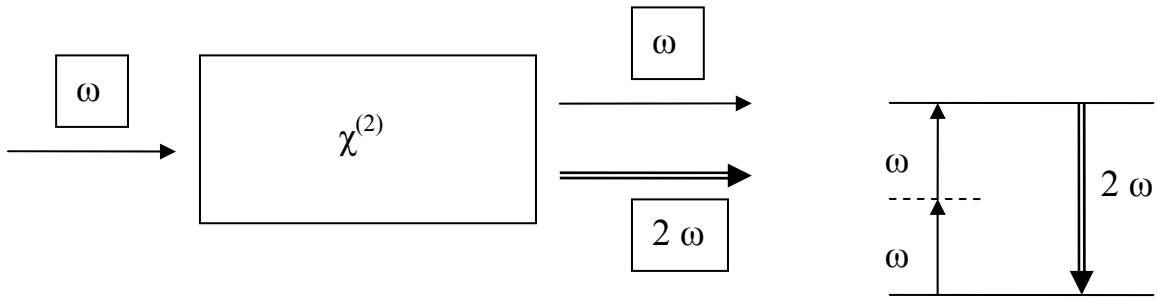
Comme nous l'avons vu, le terme $\chi^{(1)}$ permet de rendre compte des propriétés optiques linéaires: indice de réfraction, absorption, gain, biréfringence. Il ne permet pas de coupler les ondes. Il en résulte que deux ondes traversant un milieu se propagent sans influence mutuelle.

Terme du deuxième ordre

Le terme $\chi^{(2)}$ permet de rendre compte de tous les phénomènes non-linéaires d'ordre deux. On notera $\chi^{(2)}$ (ω ; ω_1 , ω_2) la susceptibilité associée à la polarisation oscillant à la fréquence $\omega = \omega_1 + \omega_2$, où ω_1 et ω_2 sont les fréquences des champs permettant de créer la polarisation non-linéaire. Nous donnons ci-dessous un petit inventaire des différents effets non linéaires d'ordre deux.

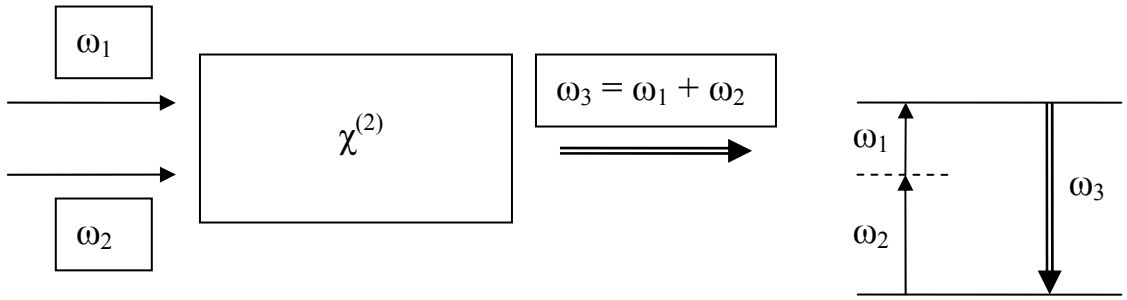
Génération de second harmonique : $\chi^{(2)}$ (2ω ; ω , ω)

On peut virtuellement comprendre ce phénomène comme la fusion de deux photons qui donne naissance à un photon à la fréquence 2ω. Ce phénomène est très largement utilisé pour doubler la fréquence de lasers. Ce phénomène se produit dans un milieu qui se comporte comme un catalyseur. En outre, il n'y a à priori pas de dépôt d'énergie dans le système.



Génération de fréquence somme : $\chi^{(2)}$ ($\omega_1 + \omega_2$; ω_1 , ω_2)

Ce phénomène est l'analogue du doublage en fréquence de deux photons de fréquences différentes. Ce phénomène est par exemple utilisé pour triplet la fréquence des lasers Nd:YAG. Après avoir doublé la fréquence du laser, on mélange les ondes à la fréquence ω et 2 ω pour générer une onde à la fréquence.



Cas de la génération du doublement de fréquence

Le doublement de fréquence est un cas particulier de la génération de fréquence somme, en prenant ω1 = ω2 = ω et ω3 = 2ω, l'intensité du champs à 2ω est donné par la relation suivante:

$$I_{2\omega}(L) = 8\frac{\left|\chi_e^{(2)}\right|^2 \omega^2}{\varepsilon_0 n_\omega^2 n_{2\omega} c^3} \sin c^2\left(\frac{\Delta k\, L}{2}\right) I_\omega^2(0) = K' * \left(\frac{\sin\left(\frac{\Delta k\, L}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k\, L}{2}\right)}\right)^2 * I_\omega^2(0)$$

Nous avons établit ces équations dans le cas de faible déplétion des ondes pompes. Or cette condition ne peut être maintenue dans le cas Δk=0 car l'efficacité de conversion augmente fortement (nous verrons dans le chapitre 2.4 comment réaliser cet accord de phase, qui revient dans le cas d'un accord type I à avoir $n_{2\omega} = n_\omega$).
Il faut alors résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E_{2\omega}}{\partial z} = \dfrac{i2\omega}{2n_\omega c}\chi_e^{(2)} E_\omega^2 \\ \dfrac{\partial E_\omega}{\partial z} = \dfrac{i\omega}{2n_{2\omega} c} 2\chi_e^{(2)} E_{2\omega} E_\omega^* \end{cases} \qquad (15)$$

On trouve comme solution du système précédent : $$\begin{cases} e_\omega(z) = \dfrac{e_\omega(0)}{ch(\kappa e_\omega(0)\, z)} \\ e_{2\omega}(z) = e_\omega(0)\, th(\kappa e_\omega(0)\, z) \end{cases}$$

Solutions que nous avons tracées ci-dessous :

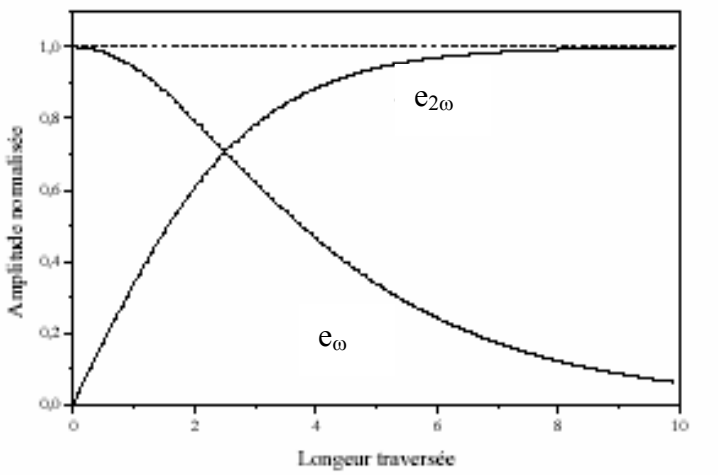


Figure 2 : Evolution de l'amplitude des ondes fondamentale et harmonique lors de la génération de seconde harmonique à l'accord de phase.

On note que l'on peut théoriquement obtenir une conversion totale de l'énergie de l'onde fondamentale vers l'onde harmonique, mais en pratique beaucoup de phénomènes limitent le rendement de conversion. Nous nous intéresserons par la suite à quelques uns de ces phénomènes.

Établissement l'accord de phase

Accord par biréfringence

Prenons l'exemple du doublage de fréquence. En géométrie colinéaire, l'établissement de la condition d'accord de phase revient à écrire:

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega = n(2\omega)\frac{2\omega}{c} - 2n(\omega)\frac{\omega}{c} = 0$$

Ainsi annuler le désaccord de phase revient à imposer que : $n(2\omega) = n(\omega)$.

La génération de seconde harmonique est très généralement réalisée dans des cristaux anisotropes. Dans un cristal anisotrope l'indice vu par une onde dépend de sa direction de propagation et de son état de polarisation.

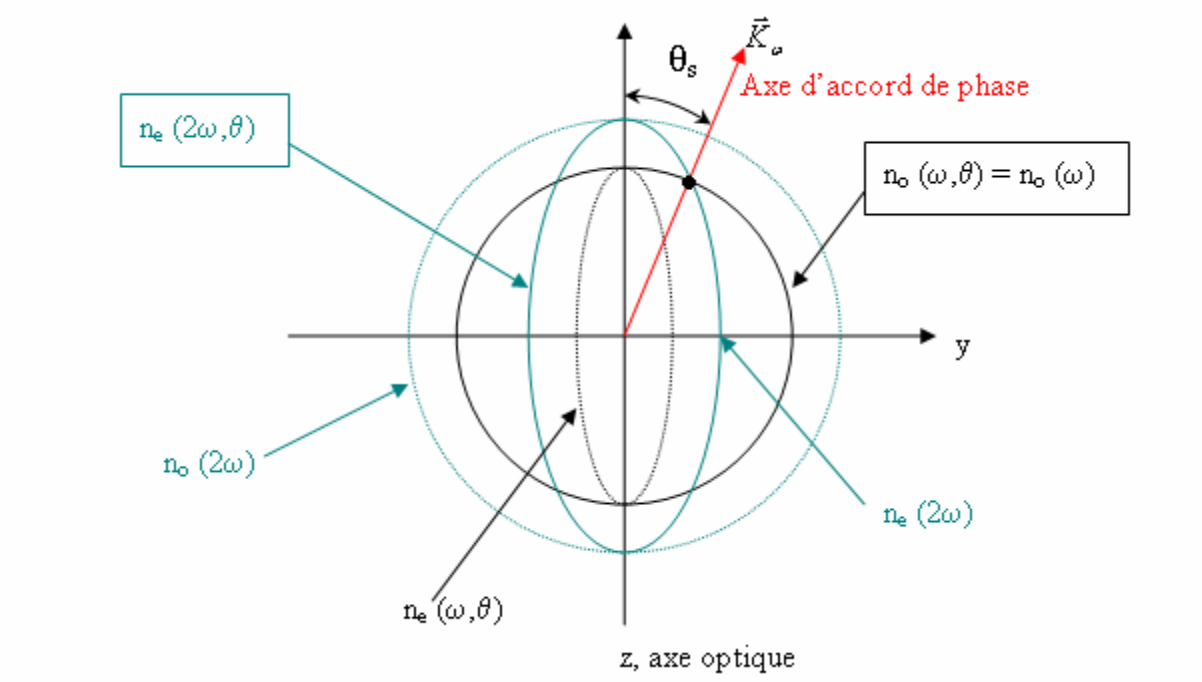
Dans un milieu uniaxe, on distingue deux indices de réfraction. Un indice ordinaire vu par l'onde polarisée ordinairement noté n_0. Cet indice ne dépend pas de la direction de propagation de l'onde dans le milieu.

L'onde polarisée perpendiculairement à l'onde ordinaire est appelée onde extraordinaire elle voit un indice noté $n_e(\theta)$ qui dépend de la direction de propagation de l'onde dans le milieu. L'indice extraordinaire dépend en fait de l'angle θ que fait l'onde avec l'axe optique du cristal.

Pour l'accord de phase de type I l'onde fondamentale est polarisée ordinairement tandis que l'onde harmonique est polarisée extraordinairement.

Cette méthode est appelée accord de phase de type I et consiste à établir la relation :

$$n_e(2\omega) = n_0(\omega)$$



Accord de phase type I.